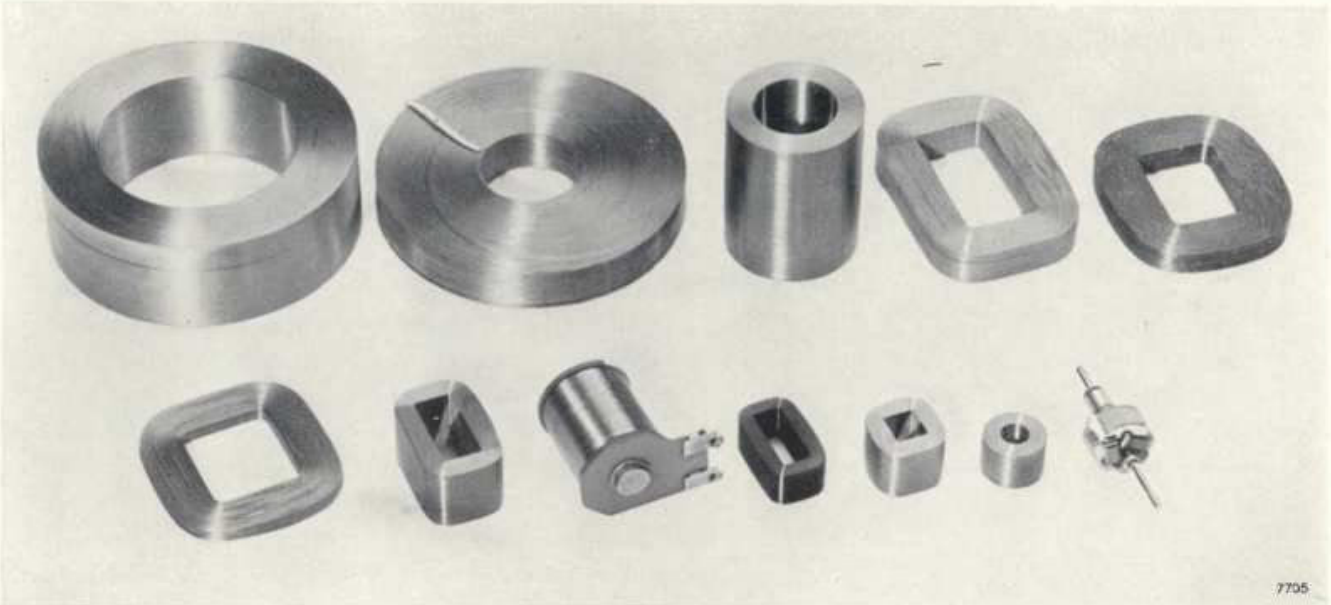
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 23, 1961, no. 12 blz. 381-420 Verschenen 9 mei 1962

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN



HET ORTHOCYCLISCH WIKKELEN VAN SPOELEN

door W. L. L. LENDERS *).

621.3.045.16

Het orthocyclisch wikkelen is een methode om spoelen te verkrijgen met de dichtst mogelijke „stapeling" van de windingen. Zulke spoelen hebben een aantal bijzonder gunstige eigenschappen, o.a. de maximale vulfactor (dus minimale afmetingen en vandaar ook minimale spreiding in de afmetingen), een regelmatige verdeling van de elektrische veldsterkte en een goede warmtegeleiding.

In ieder apparaat waarin het elektromagnetisme toepassing vindt, treft men één of meer spoelen van geïsoleerd koperdraad aan. De prestatie van het apparaat en belangrijke eigenschappen en gegevens ervan, zoals afmetingen, gewicht en prijs, zijn mede afhankelijk van de meer of minder gelukkige wijze waarop de ontwerper de elementaire constructiegegevens van de spoel heeft weten te combineren. Onder elementaire constructiegegevens verstaan wij hier:

het aantal windingen van de spoel,
de draaddoorsnede,
het volume en de vorm van de spoel,
de methode van wikkelen.

Deze heterogene variabelen laten een grote verscheidenheid in eigenschappen toe, een verscheidenheid die nog aanzienlijk uitgebreid wordt doordat de

*) Philips' Hoofdindustriegroep Radio-, grammofoon- en televisieapparaten, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

magnetische flux van de spoel meestal een ferromagnetisch circuit doorloopt dat uit materiaal met verschillende magnetische eigenschappen kan bestaan en zelf ook op zeer verschillende wijzen gedimensioneerd kan zijn.

Bij het ontwerpen van spoelen is het in het algemeen gunstig, ernaar te streven dat een bepaalde grootheid, de vulfactor, zo groot mogelijk wordt. Onder vulfactor F verstaan wij hier de verhouding van de gezamenlijke doorsnede der windingen (met hun isolatie) tot de oppervlakte van de omgeschreven rechthoek $ABCD$ (*fig. 1*). F is afhankelijk

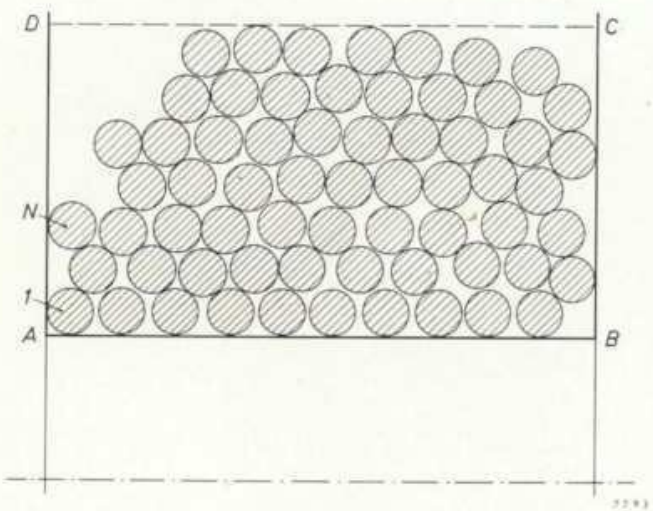


Fig. 1. Doorsnede van een onregelmatig gewikkelde spoel.

van de vorm der draaddoorsnede (wij beperken ons hier echter tot draad met ronde doorsnede) en van de manier van wikkelen. De naast en op elkaar liggende windingen sluiten ruimten in die verloren gaan, zodat zelfs bij een ideaal gewikkelde spoel F kleiner dan 1 is, zij het ook weinig. Bij een niet-ideale, d.w.z. onregelmatig gewikkelde spoel (fig. 1), is F aanmerkelijk kleiner dan 1. De theoretische maximumwaarde van de vulfactor wordt inderdaad bereikt met een methode van wikkelen die bij Philips is uitgewerkt en die we orthocyclisch wikkelen noemen. Deze methode en toepassingen ervan zullen hier worden beschreven.

Aan een eenvoudig voorbeeld willen we eerst nog het belang van een grote vulfactor demonstreren. We beschouwen een telefoonrelais of -kiezer, waarvan de (niet-orthocyclische) spoel voldoet aan de eis dat hij, bij een gegeven spanning, een bepaald aantal ampèrewindingen levert. Stel nu dat men door een betere methode van wikkelen erin slaagt, in dezelfde ruimte b.v. 1,7 maal zoveel windingen van hetzelfde draad onder te brengen (een dergelijke waarde geldt inderdaad voor het orthocyclisch wikkelen in vergelijking met het zg. „wild" wikkelen). De weerstand van de nieuwe spoel is dan 1,7 maal die van de oude, de stroom (bij dezelfde spanning) $1/1{,}7 \approx 0{,}6$ maal de oorspronkelijke stroom, het aantal ampèrewindingen verandert niet (de nieuwe spoel voldoet dus ook aan de eis), en het opgenomen vermogen wordt 0,6 maal het oorspronkelijke. Dit betekent voor een telefooncentrale, met grote aantallen relais en kiezers, een aanzienlijke besparing aan voedingscapaciteit, aan doorsnede van de leidingen en aan energie, en een geringere warmtedissipatie.

Wild gewikkelde spoelen en spoelen met isolerende tussenlagen

Eerst bespreken we twee algemeen gebruikelijke manieren van wikkelen. *Fig. 2* toont een spoel waarvan de eerste laag is voltooid. De windingen kruisen de hartlijn van de spoel onder een hoek die een bedrag α van 90° verschilt. Ze zijn hier gewikkeld van links naar rechts en vormen een linkse schroeflijn. Bij het leggen van de tweede laag, van rechts naar links, zal men er niet in slagen dit met dezelfde regelmaat te doen als bij de eerste laag. De tweede laag zou een rechtse schroef moeten volgen, maar het blijkt dat deze voortdurend verstoord wordt doordat de windingen de neiging hebben om te gaan liggen in de „groef", gevormd door de windingen van de eerste laag. Dit volgen van de groef is echter slechts over kleine afstanden mogelijk (de twee schroeflijnen passen immers niet bij elkaar), waar-

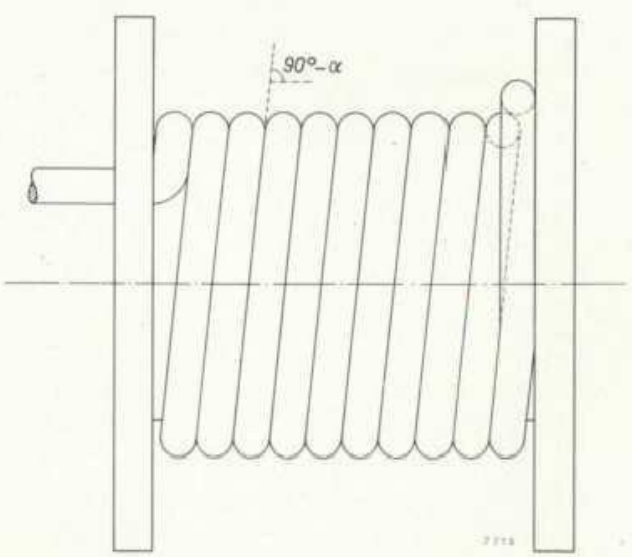


Fig. 2. Spoel van één laag, van links naar rechts gewikkeld volgens een linkse schroeflijn. De windingen kruisen de hartlijn van de spoel onder een hoek $90°-\alpha$. Bij het leggen van de tweede laag, van rechts naar links, ontstaan onregelmatigheden, die spoedig leiden tot „wild" wikkelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

door onregelmatigheden ontstaan. Naarmate men verder wikkelt, worden de onregelmatigheden groter en groter, en al spoedig kan men van lagen niet meer spreken. Vandaar de naam wild wikkelen.

Voordelen van deze primitieve manier van wikkelen zijn dat het vlug gaat, dat men met een zeer eenvoudige wikkelmachine kan volstaan en dat het inleren van de wikkelaar weinig tijd kost. Uit een beschouwing van fig. 1 echter, die een wild gewikkelde spoel in doorsnede toont, is gemakkelijk in te zien dat het wild wikkelen de volgende bezwaren heeft:

1) De vulfactor is belangrijk kleiner dan bij een regelmatige spoel.
2) De vulfactor zal een aanzienlijke spreiding vertonen. Om de uitval te beperken, zal men het ontwerp moeten baseren op ongeveer de kleinste vulfactor die voorkomt.

   Met de spreiding in de vulfactor gaat gepaard een spreiding in de gemiddelde lengte van een winding, dus een spreiding in de weerstand van de spoel.
3) Als de wikkeling eenmaal wild is geworden, zullen er zeker (vooral aan de zijkanten) windingen terechtkomen op of tussen veel dieper gelegen windingen, ten opzichte waarvan ze een relatief hoge spanning hebben.

Uit dit laatste volgt dat men bij een wild gewikkelde spoel waarover de spannung U staat, niet weet hoe groot de hoogste spanning U_n tussen twee tegen elkaar liggende windingen zal zijn, dus ook niet hoe groot het gevaar van doorslag en, bij gelijkstroom, het gevaar van corrosie zullen zijn. Bij een regelmatig gewikkelde spoel is dit wèl bekend: bestaat de spoel uit l lagen, dan is

$$U_n = 2U/l. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

(U_n is aanwezig tussen de eerste winding van een laag en de laatste winding van de volgende laag.) In fig. 1 is het ergste geval getekend dat zich kan voordoen, namelijk dat de laatste winding (N) van de spoel op de eerste (1) is komen te liggen.

Om aan deze bezwaren tegemoet te komen, gaat men vaak ertoe over, na het voltooien van iedere laag (soms na iedere twee lagen) een velletje papier of ander isolatiemateriaal tussen te voegen. Dit kan automatisch gebeuren en hoeft dus geen tijd te kosten. Het grote voordeel van het wikkelen met tussenlagen is dat er regelmatige lagen ontstaan: het papier voorkomt dat de laag die men bezig is te wikkelen, beinvloed wordt door het patroon van de eronderliggende laag. Iedere laag kan nu dus worden gewikkeld alsof het de eerste was. Bij gevolg geldt nu verg. (1), terwijl bovendien het papier de doorslagspanning nog verhoogt. De vulfactor echter blijft klein: wat men wint door de verkregen regelmaat, wordt te niet gedaan doordat het papier ruimte vergt en doordat de breedte van de lagen wat kleiner gehouden moet worden dan de breedte van het papier, om te voorkomen dat er windingen zouden afglijden. Aan de zijkanten moet men dus ruimte ongebruikt laten (*fig. 3*).

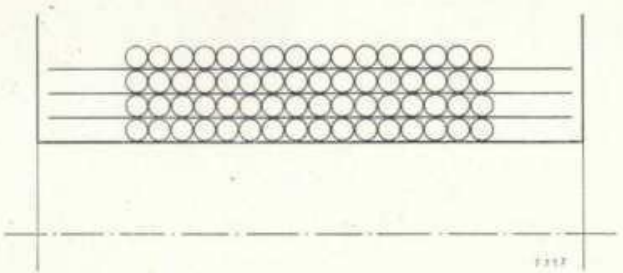


Fig. 3. Doorsnede van een spoel met isolerende tussenlagen. De windingen liggen regelmatig, maar desondanks is de vulfactor klein, doordat de isolerende lagen ruimte in beslag nemen en doordat aan de zijkanten enige ruimte ongebruikt moet blijven.

Orthocyclische spoelen

We hebben gezien dat bij het wild wikkelen de tweede laag al niet meer regelmatig gelegd kan worden. De oorzaak is dat de neiging van de windingen om te gaan liggen in de groef, gevormd door de eerste laag, in conflict komt met het links zijn van de ene en het rechts zijn van de andere schroeflijn. Dit laatste is ook zo uit te drukken: als de windingen van de eerste laag de hartlijn kruisen onder een hoek $90° - \alpha$ (fig. 2), zouden die van de tweede laag het moeten doen onder de hoek $90° + \alpha$. Daaruit volgt dat de moeilijkheid zal verdwijnen indien men erin slaagt $\alpha = 0$ te maken, dus indien men de eerste laag zo kan wikkelen dat elke winding (althans het grootste deel van elke winding) de hartlijn orthogonaal kruist.

Fig. 4 toont hoe daartoe de eerste laag eruit zou moeten zien. Dit patroon nu is met enige zorgvuldigheid en handigheid te verwezenlijken. Is dit gelukt, dan blijkt het niet moeilijk te zijn, de volgende lagen zodanig gewikkeld te krijgen dat de volkomen regelmatige „stapeling" ontstaat die het kenmerk van dit zg. orthocyclisch wikkelen is; deze naam houdt verband met het vereiste orthogonaal kruisen. *Fig. 5* laat aan een doorgezaagde orthocyclische spoel de fraaie regelmaat en compactheid van de wikkeling zien.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

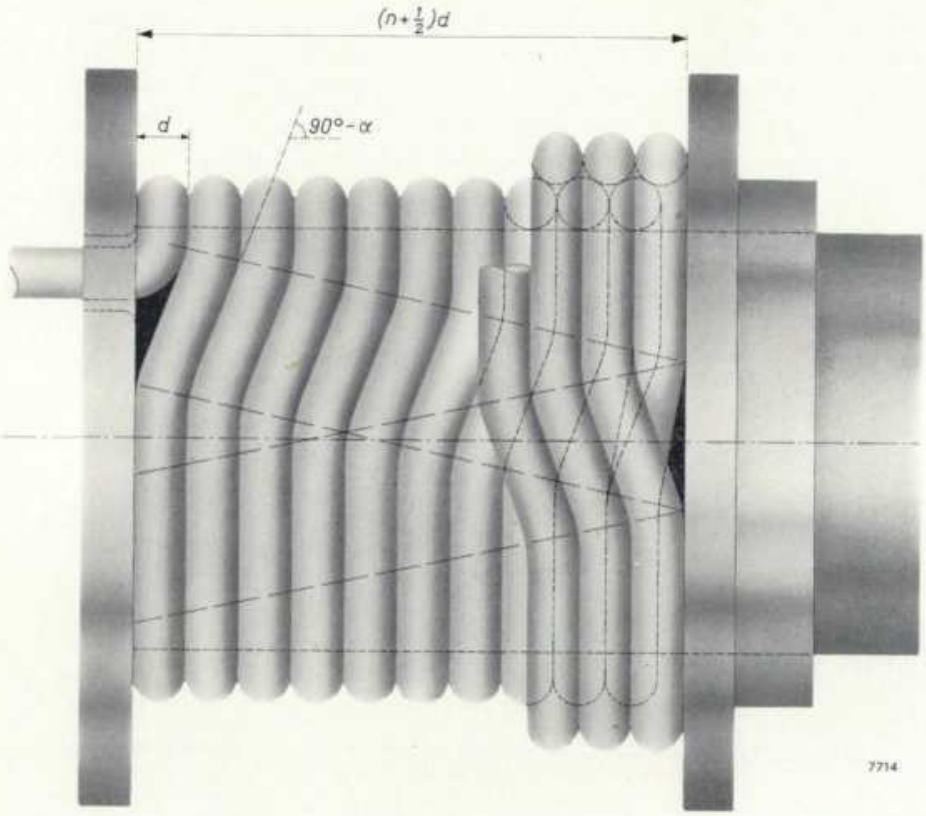


Fig. 4. De eerste laag en enige windingen van de tweede laag van een ronde orthocyclische spoel. Iedere winding kruist over ca. 90% van zijn lengte de hartlijn orthogonaal. Het resterende, scheve, gedeelte is de overstap; de overstappen van één laag vormen samen een overstaplijn. De windingen van de tweede laag (uitgezonderd de overstappen) liggen netjes in de „groef", gevormd door de windingen van de eerste laag.

De overstap

Uiteraard is het onmogelijk, de windingen over hun volle lengte aan de voorwaarde van orthogonaliteit te laten voldoen. Het gedeelte van iedere winding dat er niet aan voldoet (de scheef lopende gedeelten in fig. 4), noemen we de overstap. De overstappen van één laag vormen samen een overstaplijn.

Bij spoelen met ronde opening is de lengte van de overstap ca. 10% van de lengte van de winding. De overstaplijnen lopen zig-zag over de spoel, en op de kopvlakken van de spoel tekenen de einden van de overstaplijnen zich af als een spiraal van Archimedes (*fig. 6*). Bij spoelen met rechthoekige opening beslaat de overstap van de binnenste lagen één rechthoekzijde (*fig. 7*).

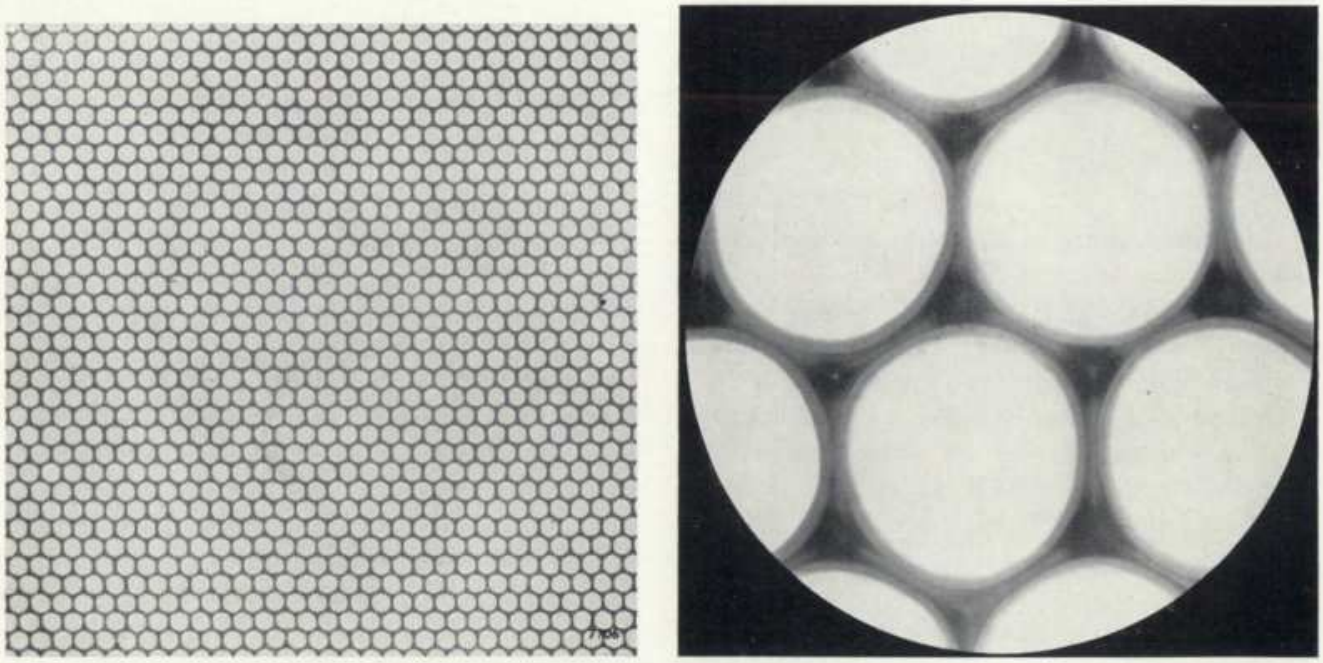


Fig. 5. Doorgezaagde orthocyclische spoel; lineaire vergroting links 48 maal, rechts 600 maal. Diameter van het koper 50 μ. Door de volmaakte regelmaat en de gunstige stapeling is de vulfactor maximaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

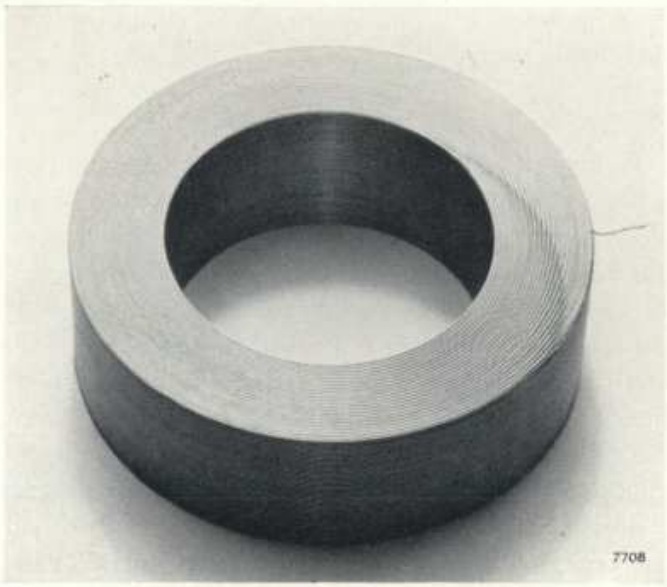


Fig. 6. Ronde orthocyclische spoel. Op het kopvlak tekenen de einden van de overstaplijnen zich af als een spiraal van Archimedes.

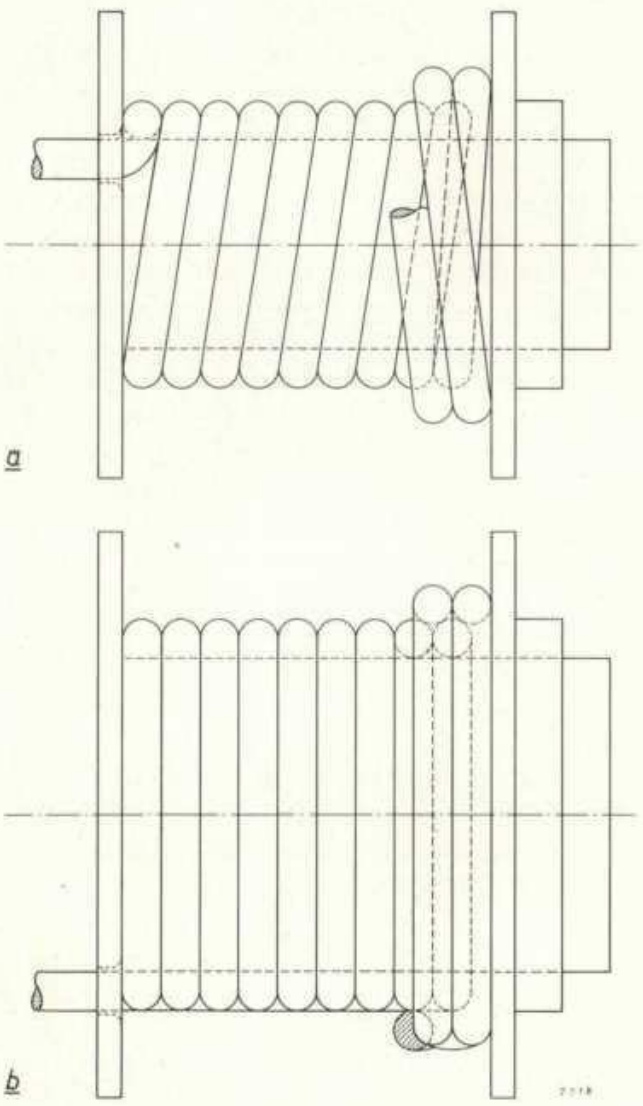


Fig. 7. Rechthoekige orthocyclische spoel, *a*) gezien op het zijvlak waar de overstappen zich bevinden, *b*) gezien op een zijvlak met orthogonale ligging van de windingen.

De wikkelhoogte en de vulfactor

De wikkelhoogte (of dikte) van orthocyclische spoelen is op gedeelten die overstappen bevatten, iets groter dan op gedeelten die vrij van overstappen zijn. Beschouwen we eerst deze laatste. Daar draagt alleen de eerste laag het volle bedrag d tot de wikkelhoogte bij (d is de draaddikte uitwendig). Iedere volgende laag echter draagt, doordat de windingen in de groef van de vorige laag liggen, slechts $\frac{1}{2}\sqrt{3}\,d$ bij (*fig. 8*). Op het gedeelte zonder overstappen is de wikkelhoogte van een orthocyclische spoel met l lagen dus

$$[1 + \tfrac{1}{2}\sqrt{3}(l-1)]d,$$

wat bij een groot aantal lagen nagenoeg gelijk is aan $\frac{1}{2}\sqrt{3}ld = 0{,}87ld$.

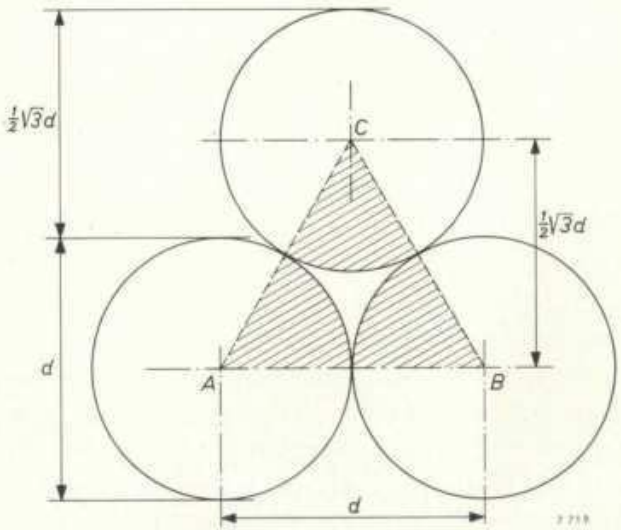


Fig. 8. Doorsnede van drie elkaar rakende windingen (uitwendige dikte d) van een orthocyclische spoel. De vulfactor F_0 (waarbij het effect van de overstappen en het randeffect buiten beschouwing blijven) is de verhouding van de gearceerde oppervlakte tot de oppervlakte van driehoek ABC. Deze verhouding is 91%.

Wat betreft het gedeelte *met* overstappen, moet men onderscheid maken tussen ronde en rechthoekige spoelen. Bij ronde spoelen overlappen de overstaplijnen van ten hoogste drie opeenvolgende lagen elkaar. De overstappen veroorzaken dus plaatselijk een verdikking van de spoel van maximaal $3(1 - \frac{1}{2}\sqrt{3})d = 0{,}4d$. Het hangt geheel van de omstandigheden af of dit bedrag belangrijk is of niet. Bij rechthoekige spoelen is de lengte van de overstap, tenminste bij de binnenste lagen, gelijk aan de lengte van het desbetreffende zijvlak (fig. 7*b*), zodat daar de overstappen van de verschillende lagen boven elkaar komen te liggen. De verdikking, veroorzaakt door deze overstappen, zal dus groter zijn dan bij een ronde spoel met evenveel lagen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De vulfactor van een orthocyclische wikkeling, afgezien van de invloed der overstappen en van een tweede effect, dat we dadelijk zullen noemen, geven we aan met F_0. Deze factor is gemakkelijk te berekenen: F_0 is de verhouding van de gezamenlijke oppervlakte der drie gearceerde sectoren in fig. 8, gedeeld door de oppervlakte van de gelijkzijdige driehoek ABC:

$$\frac{\frac{3}{6}\times\frac{1}{4}\pi d^2}{\frac{1}{4}\sqrt{3}\,d^2}=\frac{\pi}{2\sqrt{3}}=0{,}91.$$

Daarbij is echter geen rekening gehouden met het feit dat bepaalde windingen niet alzijdig door andere windingen zijn omringd, namelijk de windingen aan de kopvlakken van de spoel en de windingen van de binnenste en van de buitenste laag. Dit „randeffect" — dat zich natuurlijk ook bij niet-orthocyclische spoelen voordoet — hangt af van de vorm der doorsnede van de spoel. Het is relatief belangrijk bij lange „dunwandige" spoelen (met relatief veel windingen in de binnenste en de buitenste laag), en in sterkere mate bij platte schijfvormige spoelen (met relatief veel windingen aan de kopvlakken), maar ook daar is de werkelijke vulfactor F zelden meer dan enkele procenten kleiner dan F_0.

Doordat de vulfactor zo constant is, vertonen orthocyclische spoelen een bijzonder kleine spreiding in de uitwendige afmetingen. Deze zijn volkomen bepaald door de uitwendige draaddiameter, het aantal windingen per laag en het aantal lagen.

De wikkelmal

Gewone spoelen worden in de regel gewikkeld op een uit hardpapier of kunststof bestaande spoelkoker, die de spoel ten opzichte van zijn omgeving isoleert en tegen beschadiging beschermt. Voor het orthocyclisch wikkelen echter voldoen spoelkokers, wat betreft hun afmetingen, in het algemeen niet aan de vereiste nauwkeurigheid. Dat de nauwkeurigheid bij deze manier van wikkelen zoveel groter moet zijn, volgt uit het feit dat iedere laag precies uit het voorgeschreven aantal (n) windingen moet bestaan, dus dat de afstand tussen de flenzen $(n+\frac{1}{2})d$ moet zijn (fig. 4), met een spreiding die, volgens de ervaring, maximaal $\pm 0{,}2d$ mag bedragen. Vooral bij het wikkelen van zeer dun draad, van b.v. 50 μ, is dit een zware eis.

Het orthocyclisch wikkelen gebeurt daarom niet op een spoelkoker, maar op een nauwkeurig bewerkte metalen wikkelmal van onveranderlijke afmetingen. Pas nadat de voltooide spoel van de mal af is genomen, wordt hij van een isolerend en beschermend omhulsel voorzien.

Het draad

In fig. 4 hebben wij stilzwijgend aangenomen dat bij het orthocyclisch wikkelen de windingen van iedere laag tegen elkaar aan liggen. Dit impliceert dat d binnen bijzonder nauwe grenzen moet blijven. Werd d vanaf een bepaald punt b.v. 1% groter, dan zou reeds 50 windingen voorbij dit punt de draad niet meer in de groef van de vorige laag liggen, maar juist *op* een winding van die laag; de volgende winding die men legt, zou van de eronder liggende afglijden en er zou een opening ter breedte $\frac{1}{2}d$ ontstaan. Een dergelijke verstoring zou onherroepelijk leiden tot een steeds onregelmatiger worden van de rest van de spoel.

Uit de bovengenoemde tolerantie van $\pm 0{,}2d$ in de breedte van de laag volgt $\pm 0{,}2d/n$ voor de tolerantie in de uitwendige draaddiameter. Met b.v. d = nominaal 100 μ en n = 120 windingen per laag is $0{,}2d/n = 0{,}17$ μ. Bij de fabricage van het draad wordt de koperen kern op maat gebracht door middel van trekken door een treksteen. Dit maakt de spreiding in de koperdiameter van draad op één klos verwaarloosbaar klein [1]). De enige soort isolatie die voor draad dat orthocyclisch gewikkeld moet worden, in aanmerking komt, is *lak*. Het aanbrengen van de laag lak is een voor velerlei invloeden gevoelige techniek, die aan een complex van elektrische, chemische en mechanische eisen moet voldoen [2]). Het mag als een bijzondere prestatie worden beschouwd dat het gelukt, de spreiding in d van draad op één klos binnen $\pm 1\%$ te houden. In het voorbeeld van zoëven is dit echter nog een factor 6 te groot!

Er zijn twee manieren om draad met te grote spreiding in d toch voor orthocyclisch wikkelen te gebruiken: wikkelen met tussenruimte, en kalibreren van het draad.

1) De variatie in d kan worden opgevangen door de eerste laag te wikkelen met een kleine ruimte tussen de windingen. In de praktijk is gebleken dat de tussenruimte niet meer dan $0{,}03d$ mag bedragen, anders drukken de windingen van de tweede laag die van de eerste te ver opzij.

   Het wikkelen met tussenruimte (bij dun draad in de orde van microns!) vereist een vrij gecom-

[1]) Tussen draad van verschillende klossen, dat door verschillende trekstenen getrokken kan zijn, zijn natuurlijk grotere verschillen in diameter te verwachten.

[2]) R. J. H. Alink, H. J. Pel en B. W. Speekman, Fabricage en onderzoek van lakdraad, Philips techn. T. **23**, 358-367, 1961 (no. 11).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

pliceerde wikkelmachine, die de steek van de windingen nauwkeurig voorschrijft. Wij komen daarop aanstonds nog terug.

2) Draad met te grote spreiding in d kan men orthocyclisch zonder tussenruimte wikkelen door een voorafgaande kalibrering, d.w.z. door het draad door een treksteen (kaliber) te trekken. De opening van deze treksteen moet een diameter hebben die gelijk is aan de minimumwaarde van d, zodat alle dikkere gedeelten tot dezelfde maat worden teruggebracht.

Bij het kalibreren doet zich het misschien onverwachte verschijnsel voor dat de variaties in d worden overgebracht (met tegengesteld teken) op de koperen kern, dus dat plaatselijk het koper in dezelfde verhouding dunner wordt als d afneemt (*fig. 9*). Dit heeft twee ongunstige gevolgen:

a) Het koper wordt door de plastische vervorming harder, dus minder buigzaam; de overstappen krijgen daardoor de neiging om langer te worden, en dit maakt dat de plaats van de overstappen minder goed te beheersen is.

b) Overal waar d te groot was, is de diameter van het koper kleiner geworden. De elektrische weerstand per meter is dus toegenomen, en wel, als d gemiddeld a % te groot was, met ca. $2a$ %.

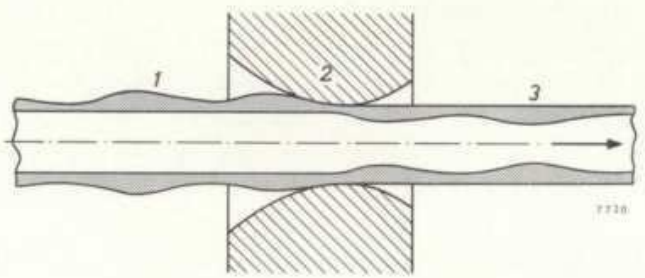


Fig. 9. Schematische voorstelling van het „kalibreren" (trekken door een treksteen) van lakdraad. Doel is: het verkrijgen van draad dat overal een zelfde buitendiameter heeft. Het kalibreren heeft het gewenste effect, maar brengt tevens de oorspronkelijke variaties in de buitendiameter over op het koper. *1* is het nog niet gekalibreerde draad, met variabele buitendiameter en constante koperdiameter, *2* is de treksteen en *3* is het gekalibreerde draad, waarvan de buitendiameter constant, maar de koperdiameter variabel is geworden. De dikte van de lak en de variaties daarin zijn duidelijkheidshalve overdreven groot getekend.

Om deze nadelen zo klein mogelijk te houden, streeft men in de draadfabricage ernaar, de spreiding in d nog kleiner te maken dan ze nu al is, waardoor het kalibreren minder vervorming zal teweegbrengen.

Als gevolg van de variatie in de koperdiameter van gekalibreerd draad vertonen orthocyclische spoelen die van zulk draad zijn gewikkeld, een zekere spreiding in de weerstand. Deze spreiding is echter in de regel kleiner dan de spreiding bij wild gewikkelde spoelen, die daar, zoals boven al is vermeld, het gevolg is van de aanzienlijke spreiding in de vulfactor (dus in de totale draadlengte).

Het orthogonaal toevoeren van het draad

Zoals we hebben gezien, is het kenmerk van een orthocyclische wikkeling dat het grootste deel van iedere winding de hartlijn van de spoel orthogonaal kruist. Het draad, komend van een voorraadklos, dient dan ook zodanig aan de wikkelmachine te worden toegevoerd dat het eveneens de hartlijn orthogonaal kruist, althans binnen nauwe grenzen. Men zou daartoe het draad van de voorraadklos naar de wikkelmachine kunnen leiden via een wiel dat op voldoend grote afstand van de machine is opgesteld. In de praktijk komt dit erop neer dat deze afstand vele meters zou moeten bedragen. Dit is niet alleen lastig, maar het lange stuk draad tussen het leiwiel en de machine zou zodanig in trilling kunnen komen dat dit de regelmaat van het wikkelen zou verstoren. Daarom maken we gebruik van een opstelling met een beweeglijk leiwiel dat automatisch zorgt voor handhaving van de orthogonaliteit, zonder dat het zich ver van de machine behoeft te bevinden. In *fig. 10* is deze opstelling schematisch weergegeven.

„Thermoplac" draad

Als men de voltooide orthocyclische spoel zo maar van de wikkelmal nam, zou hij zeker uit elkaar vallen. Om deze reden gebruikt men voor het orthocyclisch wikkelen draad waarvan de isolatie aan de buitenkant is voorzien van een thermoplastisch laagje („Thermoplac" draad [3]). Voordat men de spoel van de mal neemt, verwarmt men hem zodanig dat het laagje plastisch wordt en met de laagjes van de naburige windingen samensmelt. Bij afkoeling ontstaat dan een stevige zelfdragende spoel. Het thermoplastische laagje behoeft slechts ca. 2 μ dik te zijn. Het is bestand tegen kalibreren.

Voor het verwarmen van de spoel (nog op de mal) komen de volgende methodes in aanmerking, die alle worden toegepast:

a) Verwarming in een oven.

b) Inductieve verwarming door een hoogfrequent magnetisch veld (de warmte ontstaat daarbij voornamelijk in de metalen wikkelmal en stroomt vandaar naar de spoel).

c) Verwarming door stroom door de spoel te sturen, afkomstig van een uitwendige bron.

d) Verwarming door in de spoel, nadat deze is kortgesloten, een wisselstroom (meestal met de netfrequentie) te induceren.

---

[3]) Zie het in [2]) aangehaalde artikel, blz. 363.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In tegenstelling met methode (b) wordt bij (c) en (d) de warmte in de spoel zelf ontwikkeld en werkt de mal warmteonttrekkend. Het is daarom bij methode (c) en (d) zaak, de omstandigheden zo te kiezen dat de spoel op plaatsen waar hij in aanraking met de mal is, hoog genoeg wordt verhit zonder dat hij op andere plaatsen te heet wordt. Dit betekent in de praktijk dat de gewenste temperatuur binnen enkele seconden bereikt moet zijn. Met methode (c) is hieraan te voldoen mits de weerstand van de spoel laag genoeg is; een spoel met hoge weerstand vereist voor het snel verhitten een zo hoge spanning dat er kans is op doorslag tussen de eerste en de laatste winding via de metalen wikkelmal. Bij (d) bestaat dit gevaar niet, doordat de spoel is kortgesloten. Deze methode vereist echter een bij de spoel passende kern met primaire spoel, waarvan de kosten alleen aanvaardbaar worden als de spoelen in voldoend grote aantallen worden gefabriceerd.

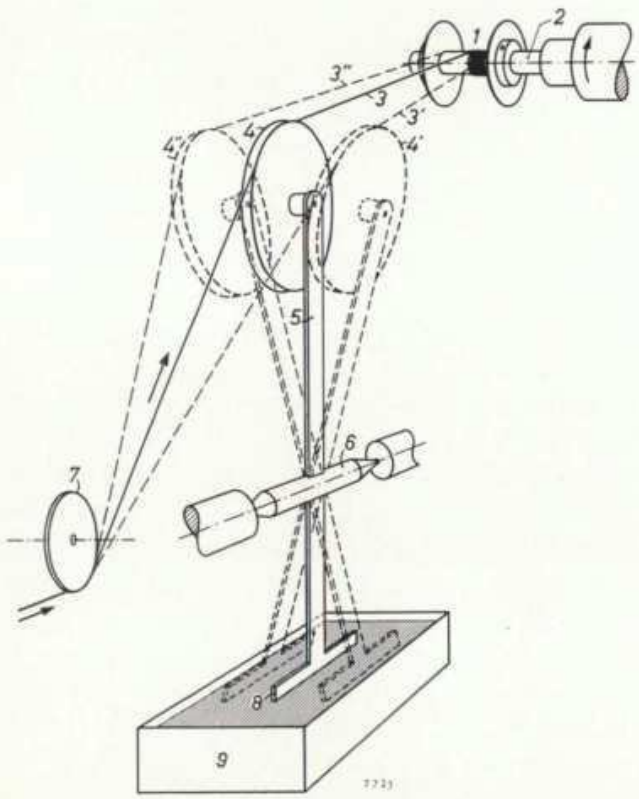


Fig. 10. Inrichting die automatisch ervoor zorgt dat het draad dat van de voorraadklos komt, de hartlijn van de spoel voortdurend orthogonaal kruist, onafhankelijk ervan hoe ver de laag is gevorderd. *1* spoel die gewikkeld wordt. *2* as van de spoel. *3* het aangevoerde draad. *4* leiwiel met arm *5*, die draaibaar is om de as *6*, welke de as *2* orthogonaal kruist. *7* vast leiwiel. Het punt waar het draad het wiel *7* verlaat, ligt op het verlengde van de as *6*. De mechanische spanning in het draad zorgt ervoor dat het wiel *4*, wanneer men een laag begint, de stand *4'* inneemt, en wanneer het eind van een laag is bereikt, de stand *4''*. Kleine afwijkingen door de eindige lengte van de arm *5* daargelaten, kruist het draad (*3'-3-3''*) de as *2* voortdurend orthogonaal.

Het verlengde van de arm *5* draagt een vaan *8*, die in een bak *9* met olie is gedompeld. De olie geeft een zodanige demping dat de arm niet aan het slingeren geraakt.

Nadere beschouwing van enige gevallen van orthocyclisch wikkelen

De manier waarop het orthocyclisch wikkelen het best kan gebeuren, hangt af van verschillende omstandigheden, o.a. van de vraag of men slechts enkele exemplaren wil vervaardigen dan wel een groot aantal spoelen in serie wil fabriceren, en of de spoelen rond dan wel rechthoekig zijn. Wij willen hier de methodes van orthocyclisch wikkelen indelen in twee groepen, naar gelang het patroon van de eerste laag met de hand wordt gevormd of mechanisch. Deze indeling loopt ten dele parallel met een indeling naar fabricage op kleine resp. op grote schaal.

Het patroon van de eerste laag wordt met de hand gevormd

Het met de hand vormen van het orthocyclische patroon van de eerste laag vergt van de wikkelaar een zekere bedrevenheid. Een groot bezwaar is dit niet zolang het de vervaardiging van spoelen in kleine aantallen betreft. Men is dan wel aangewezen op het gebruik van gekalibreerd draad; de bij ongekalibreerd draad nodige kleine tussenruimte is met de hand niet te verwezenlijken.

De wikkelmachine behoeft in deze omstandigheden slechts te bestaan uit een goed gelegerde as met aandrijving, rem en toerenteller. De wikkelmal dient te zijn voorzien van één vaste en één nauwkeurig instelbare flens, waarbij een zorgvuldige mechanische afwerking is vereist. Het draad moet orthogonaal worden toegevoerd (fig. 10). Het kalibreren kan tijdens het wikkelen gebeuren.

Nadat de eerste laag volgens het juiste patroon is gelegd en de verschuifbare flens op de juiste plaats is vastgezet, leggen de windingen van de volgende lagen, zoals proefondervindelijk blijkt, zich vanzelf volgens hetzelfde regelmatige patroon neer. Men dient echter te voorkomen dat tijdens het wikkelen bijkomstige onvolkomenheden — zoals trillen van het aangevoerde draad en, bij heel dun draad, stofdeeltjes — de regelmaat verstoren. Voor zover deze verschijnselen geen grens stellen, kan vanaf de tweede laag de snelheid van wikkelen worden opgevoerd tot ca. 10000 windingen per minuut.

Het patroon wordt mechanisch gevormd

De eisen van de massafabricage hebben geleid tot mechanisering van het vormen van het orthocyclische patroon in de eerste laag en ook in de volgende. De wikkelmachine is daardoor aanzienlijk gecompliceerder geworden, zoals uit het onderstaande zal blijken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De afstand tussen de flenzen van de wikkelmal wordt zo gekozen dat er voor het voorgeschreven aantal windingen per laag juist voldoende plaats is als het draad zijn maximale diameter heeft. Draad dat b.v. 3% dunner is (ongekalibreerd draad dus), kan dan over dezelfde breedte regelmatig verdeeld worden door de windingen met een kleine tussenruimte te leggen. Dit verdelen gebeurt automatisch door middel van een draadgeleider, die zich sprongsgewijs evenwijdig met de hartlijn van de spoel verplaatst.

Bij het leggen van de eerste laag staat de draadgeleider gedurende een deel van iedere omwenteling stil, zodat dan het „orthogonale deel" van de winding wordt gelegd. Als we de zaak eerst even iets te eenvoudig voorstellen, verspringt de draadgeleider op het moment waarop een overstap moet beginnen, over een afstand s die gelijk is aan de draaddikte d plus de tussenruimte t.

Deze vereenvoudigde beschrijving geldt alleen voor een draadgeleider die zich vlak bij de wikkelkern bevindt, dus tussen de flenzen. In dit geval echter kan de draadgeleider — waarvan de breedte noodzakelijkerwijs groter is dan de draaddiameter — niet voldoen aan de eis dat de laag van flens tot flens reikt. Om deze reden moet de draadgeleider zich op een afstand tot de hartlijn bevinden die ten minste gelijk is aan de halve flensdiameter. Wegens deze grotere afstand moet de draadgeleider zich bij iedere sprong niet alleen over de afstand $s = d + t$ verplaatsen, maar bovendien tijdelijk over een afstand s_e; zie *fig. 11*, die de overstappen op een rechthoekige spoel weergeeft. Immers, maakte de draadgeleider deze extrastap niet, dan zou hij de winding tegen de voorgaande aan trekken, de gewenste tussenruimte t zou plaatselijk (langs een bepaalde beschrijvende lijn) nul worden, en de laag zou aldaar smaller worden dan overeenkomt met de gewenste regelmaat. Voor ronde spoelen betekent dit dat met iedere volgende winding de overstap langer zou worden, en voor rechthoekige spoelen, met alle overstappen op één zijvlak, dat langs één ribbe de laag smaller zou zijn dan langs de andere ribben.

Na het voltooien van elke overstap moet de draadgeleider over de afstand s_e terugkeren.

Voor de tweede en volgende lagen is de extrastap s_e niet meer nodig, omdat daar het spoor waarin de windingen moeten komen te liggen, al door de vorige laag gegeven is.

Bij elke winding van de eerste laag moet de draadgeleider dus een vrij gecompliceerde beweging maken. De tijd die daarvoor ter beschikking staat, is de tijd die de wikkelmal nodig heeft om te draaien over de hoek waarbinnen de overstap wordt gemaakt. Dit stelt een grens aan de snelheid van wikkelen. Bij vierkante spoelen is de genoemde overstaphoek 90° (bij rechthoekige spoelen wat meer of wat minder, naar gelang men de overstappen op een groot of op een klein zijvlak van de spoel legt); bij ronde spoelen daarentegen is de overstaphoek slechts 30 tot 40°. Hieruit volgt dat de eerste laag bij rechthoekige spoelen sneller kan worden gewikkeld dan bij ronde.

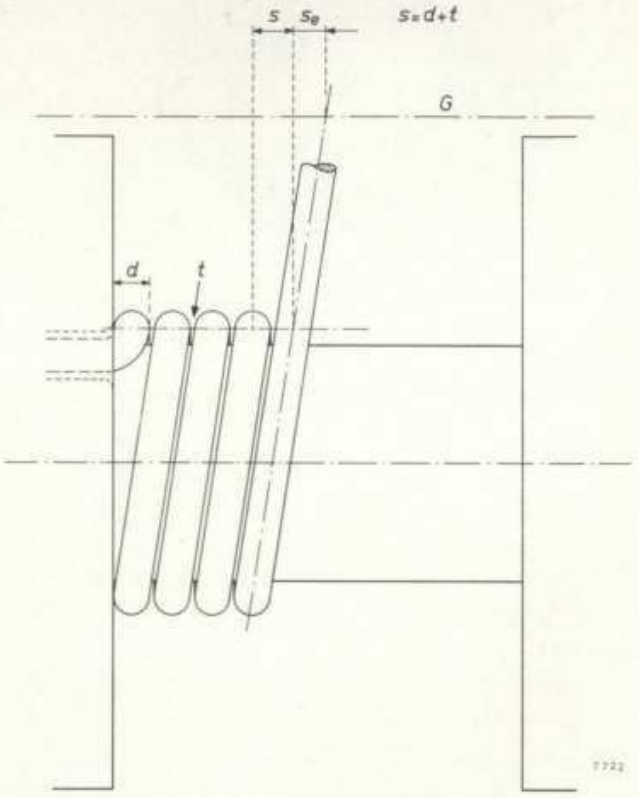


Fig. 11. Bij het wikkelen met tussenruimte t moet de draadgeleider, die zich langs de lijn G beweegt, bij het begin van iedere overstap in de eerste laag niet alleen een sprong $s = d+t$ maken, maar zich bovendien over een afstand s_e verplaatsen, en aan het eind van de overstap moet de draadgeleider zich over de afstand s_e terugbewegen.

Redenen waarom bij rechthoekige spoelen de overstappen op één zijvlak moeten liggen

In fig. 4 is voor een ronde spoel te zien dat de overstaplijnen zig-zag over het oppervlak van de spoel lopen. Bij rechthoekige spoelen hebben de overstaplijnen van nature deze neiging eveneens. Het is echter noodzakelijk, de overstaplijnen, zoals in fig. 7*a* is getekend, op één zijvlak te houden, anders kan de spoel niet orthocyclisch blijven. Dit komt doordat de lengte van de overstap — en daarmee de hoek waaronder de overstaplijn de hartlijn kruist — afhangt van de kromtestraal die de winding ter plaatse van de overstap heeft. Wanneer de overstaplijn van een laag „de hoek om gaat" (naar het volgende zijvlak overgaat), gebeurt dit op een plaats waar de kromtestraal sterk verandert, dus ook de hoek waaronder de overstaplijn de hartlijn kruist. Het gevolg

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

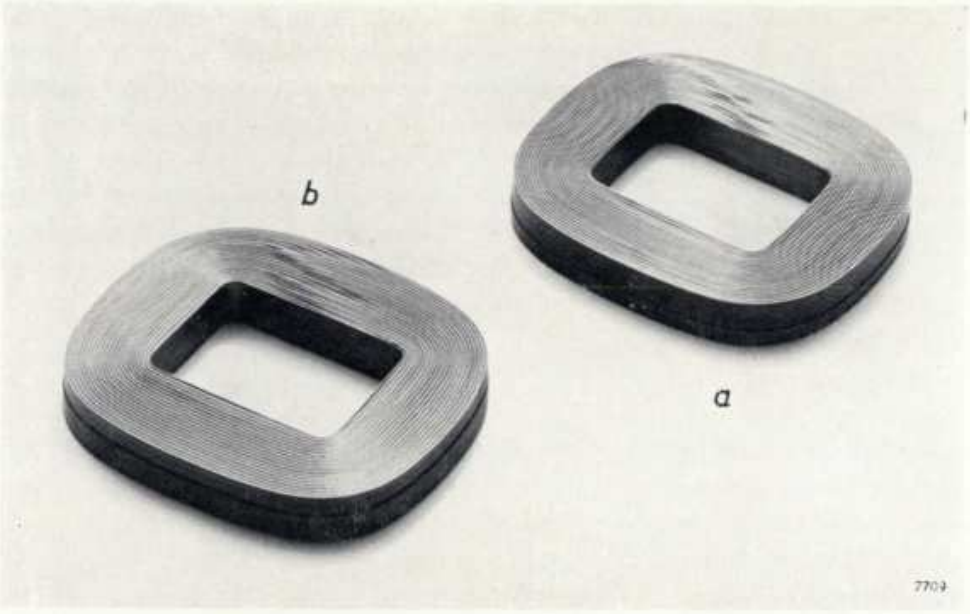


Fig. 12. Rechthoekige orthocyclische spoelen. Aan de figuur die de uiteinden van de overstaplijnen op de kopvlakken van de spoelen vormen, is te zien dat bij spoel *a* de overstappen „de hoek om" gaan en dat ze bij spoel *b* tot één zijvlak beperkt zijn gebleven, recht te drukken. De isolatie loopt daarbij geen gevaar, aangezien de zijvlakken *A* en *C* vrij van kruisingen zijn. In *fig. 13* is bij spoel *a* het rechtdrukken niet en bij spoel *b* (aan drie kanten) wel gebeurd.

Vergelijking van orthocyclische spoelen met anders gewikkelde spoelen

In het bovenstaande zijn twee belangrijke voordelen van orthocyclische ten opzichte van andere spoelen gebleken:

1) De vulfactor van orthocyclische spoelen bereikt de theoretische maximumwaarde. Bij gevolg is de spreiding in de vulfactor, dus ook in de uitwendige afmetingen, uitzonderlijk klein.
2) Doordat in orthocyclische spoelen iedere winding op de voorgeschreven plaats ligt, is het spanningsverschil tussen elk paar naburige windingen goed gedefinieerd, en voor het grootste spanningsverschil tussen naburige windingen dat in de spoel voorkomt, is verg. (1) van kracht. Men kan dus tevoren nagaan of dit grootste spanningsverschil voor de isolatie toelaatbaar is, dan wel of men moet overgaan op wikkelen met isolerende tussenlagen. (In dit laatste geval heeft orthocyclisch wikkelen natuurlijk geen zin meer.)

is dat ter plaatse van de ribbe de overstaplijn afbuigt, zodat er op deze ribbe één winding zal ontbreken. Aldus vormt er zich een onregelmatigheid, en deze wordt voortdurend erger naarmate het aantal lagen toeneemt. Ten slotte wordt de wikkeling wild.

Er is nog een tweede reden die het bij rechthoekige spoelen wenselijk maakt, alle overstappen op één zijvlak te houden. Men denke b.v. aan de spoel van een transformator waarvan de kern is samengesteld uit E- en I-vormige blikken: aan de twee tegenover elkaar liggende zijvlakken die zich in de vensters van de kern bevinden (laten we deze zijvlakken *A* en *C* noemen), dient de wikkelhoogte zo klein mogelijk te zijn. Men zal dus trachten de overstappen te beperken tot een van de andere zijvlakken (*B* of *D*), die zich buiten de vensters bevinden.

Een speciale constructie van de wikkelmal veroorlooft een zodanige beheersing van de overstaplijnen dat de overstappen niet „de hoek om" gaan, maar alle op één zijvlak blijven. Aan de figuur die de uiteinden van de overstaplijnen op de kopvlakken van de spoel vormen, is te zien of de overstappen zich al dan niet op één zijvlak bevinden. Bij spoel *a* in *fig. 12* is dit niet het geval, bij spoel *b* wel.

Aan de zijvlakken *A* en *C* zullen de windingen, in een mate die afhangt van de mechanische spanning in het toegevoerde draad, enigszins bol staan, dus — als we weer aan de transformatorspoel denken — meer ruimte in het venster in beslag nemen dan nodig is. Men kan deze ruimte terugwinnen door de genoemde windingsdelen tijdens of na het verhitten

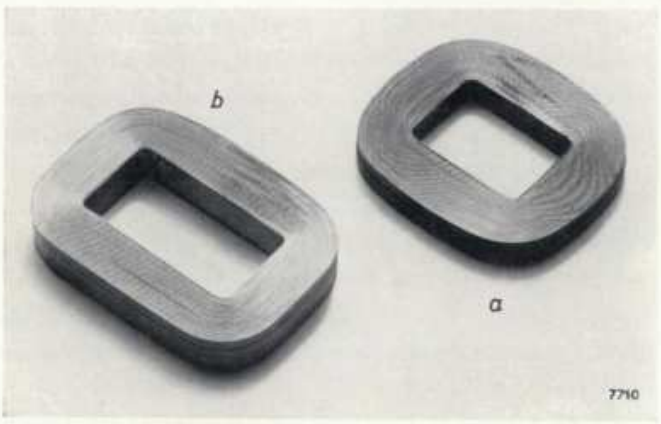


Fig. 13. Rechthoekige orthocyclische spoelen, beide met alle overstappen op één zijvlak. Bij spoel *a* staan de windingen nog enigszins bol. Bij spoel *b* zijn ze (aan de drie kanten zonder overstappen) rechtgedrukt, waardoor enige ruimte wordt gewonnen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Hieronder volgen nog verdere belangrijke eigenschappen waarin orthocyclische spoelen zich van andere spoelen onderscheiden.

3) *Onveranderlijkheid van de vorm*

Dank zij het thermoplastische bindmiddel vormen de windingen van een orthocyclische spoel één zeer stevig geheel, veel steviger dan bij een wild gewikkelde spoel met een even dikke thermoplastische laag. Dit komt doordat de windingen van een orthocyclische spoel elkaar over hun gehele lengte nauw omsluiten. Deze stevigheid maakt dat orthocyclische spoelen aanzienlijke mechanische krachten verdragen zonder dat er windingen losraken. Door deze eigenschap zijn orthocyclische spoelen bijzonder geschikt voor toepassingen waarin ze aan sterke trillingen zijn blootgesteld, zoals rotorspoelen van motoren en luidsprekerspoelen. Op orthocyclische luidsprekerspoelen komen we aanstonds bij bespreking van afzonderlijke toepassingen terug.

4) *Goede warmtegeleiding*

De warmte die in een spoel wordt ontwikkeld, moet worden afgevoerd via het buitenoppervlak. Er ontstaat dus een temperatuurgradiënt in de spoel. Met het oog op de levensduur van de isolatie mag de hoogste temperatuur die in de spoel voorkomt, een bepaalde waarde niet overschrijden [4]). Daar echter het punt met de hoogste temperatuur voor een meting meestal niet toegankelijk is, neemt men in de praktijk genoegen met het bepalen van de gemiddelde temperatuur, die afgeleid wordt uit de eenvoudig te meten verhoging welke de elektrische weerstand van de spoel tijdens het warm worden ondergaat. Bij niet-orthocyclische spoelen kan het gemakkelijk voorkomen dat de hoogste temperatuur (binnenin) b.v. 10 °C hoger is dan de laagste temperatuur (aan het buitenoppervlak) en 5 °C hoger dan de gemiddelde temperatuur.

Orthocyclische spoelen echter geleiden de warmte zo goed dat er bij normaal gebruik geen merkbaar temperatuurverschil tussen het inwendige en de buitenzijde ontstaat. Voor de warmtegeleidingscoëfficiënt van orthocyclische spoelen, loodrecht op de richting van de draad, is gevonden: 1 W/m² per °C/m (= 0,85 kcal/mh°C), dat is 20 maal zo groot als bij spoelen met papiertussenlagen! Als men in het voorbeeld van zoëven overgaat op een orthocyclische spoel, zal men dus de temperatuur van deze spoel, zonder gevaar voor de isolatie, 5 °C hoger mogen laten worden dan de gemiddelde temperatuur van de niet-orthocyclische spoel. Dit nu vormt een welkome compensatie voor de omstandigheid dat orthocyclische spoelen, door hun grote vulfactor, kleiner van volume zijn dan niet-orthocyclische en daardoor in de regel ook kleiner van oppervlakte. Door de betere warmtegeleiding wordt de orthocyclische spoel, bij gelijke binnentemperatuur, van buiten warmer dan de niet-orthocyclische en kan hij dus voor het afvoeren van een bepaalde hoeveelheid warmte per seconde toe met een kleinere oppervlakte.

5) *Grote kwaliteitsfactor*

Een direct gevolg van de grote vulfactor van orthocyclische spoelen, bij een gegeven aantal windingen van draad met gegeven dikte, is een relatief kleine lengte van de draad. Daardoor is de verhouding van de elektrische weerstand R tot de zelfinductie L kleiner dan bij niet-orthocyclische spoelen, en de kwaliteitsfactor $Q = \omega L/R$ dus relatief groot.

6) *Kleine spreiding in zelfinductie en eigen capaciteit*

Als gevolg van het feit dat in orthocyclische spoelen de plaats van iedere winding nauwkeurig gedefinieerd is, hebben de zelfinductie en de eigen capaciteit een bijzonder kleine spreiding. Dit is van belang bij balanstransformatoren, die, zoals in de telefonie, moeten voldoen aan strenge eisen van symmetrie. Bij balanstransformatoren met gewone spoelen is de symmetrie alleen te verkrijgen door het gebruik van trimcondensatoren. Met orthocyclische spoelen zijn deze in de regel overbodig.

In gevallen waarin het aankomt op zeer geringe eigen capaciteit, is men aangewezen op spoelen met grote wikkelhoogte en kleine wikkelbreedte (schijfspoelen).

Over de spreiding in de weerstand is in het voorgaande al gesproken (blz. 387).

Toepassingen van orthocyclische spoelen

Uiteraard waren in de beginperiode van het orthocyclisch wikkelen, dat nu al gedurende een aantal jaren in onze fabrieken wordt toegepast, verschillende factoren die op het resultaat van invloed zijn, nog onvoldoende onderzocht: factoren zoals de vereiste nauwkeurigheid in de draaddikte en in de afmetingen van de wikkelmal, het juiste patroon van de eerste laag, enz. In verband hiermee werden van de wikkelaar meer inzicht en grotere handvaardigheid vereist dan het geval was bij de van ouds bekende wikkeltechniek. Dit maakte een lange inleerperiode noodzakelijk, en in de fabricage was het tempo traag en de uitval nu en dan groot. In die tijd waren ortho-

[4]) Voor het verband tussen de levensduur en de temperatuur, zie b.v. Th. Hehenkamp, De levensduur van voorschakelapparaten voor gasontladingslampen, I. Transformatoren en smoorspoelen, Philips techn. T. **20**, 18-28, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

cyclische spoelen dan ook relatief duur en kon van seriefabricage nog geen sprake zijn. Daarom bleven de toepassingen aanvankelijk beperkt tot enkele professionele gevallen. Tegenwoordig echter worden alle omstandigheden die van invloed zijn, in voldoende mate beheerst, met het gevolg dat het orthocyclisch wikkelen nu ook doordringt in onze massafabricage.

Van beide categorieën van toepassingen geven we een aantal voorbeelden.

Professionele toepassingen

1) Het 600-MeV-synchrocyclotron van de CERN te Genève is voorzien van een modulator, die de frequentie van de versnellingsspanning periodiek (55 maal per seconde) doet zwaaien van ca. 29 tot 16,5 MHz. Deze modulatie wordt tot stand gebracht met behulp van een trilcondensator, die hier de vorm van een reusachtige stemvork heeft [5]). Deze wordt in trilling gebracht door het veld van orthocyclische spoelen, waar een stroom met de frequentie 27,5 Hz doorheen loopt. Zowel de „stemvork" als de spoelen bevinden zich in vacuüm.

De voornaamste redenen waarom orthocyclische spoelen zijn gekozen, zijn de grote vulfactor (de beschikbare ruimte was zeer beperkt), de goede warmteafvoer en de bestandheid tegen trillingen. Bij het evacueren werd geconstateerd dat de spoelen bijzonder weinig gas afgaven en dat de pomptijd bijzonder kort was.

2) In de fabricage van gloeilampen gebeurt het vullen van de lampen met gas via een klep die door een elektromagneet wordt bediend. Uit constructieve overwegingen werd grote waarde gehecht aan minimale afmetingen van de magneet. Daarom was een orthocyclische spoel hier de aangewezen oplossing.

3) Voor de permanente controle van stoomturbines zijn elektronische apparaten ontwikkeld die de trillingsamplitudes en de lengteveranderingen die zich op verschillende plaatsen van de machine voordoen, voortdurend registreren [6]) [7]). Zo wordt b.v. de excentriciteit van de as gemeten met behulp van een inductieve verplaatsingopnemer, waarvan het principe is weergegeven in *fig. 14*. De spoelen van de opnemer maken deel uit van een brugschakeling, die met wisselstroom wordt gevoed. De brug moet bij excentriciteit nul in evenwicht zijn en bij verstoring van het evenwicht een signaal geven dat met de excentriciteit evenredig is. Een storende omstandigheid echter is dat de spoelen onderling vaak aanmerkelijk verschillen in temperatuur en dus ook in weerstand. De brugschakeling is daardoor bij excentriciteit nul niet altijd precies in evenwicht en het geleverde signaal is niet meer alleen van de excentriciteit afhankelijk. De fout is des te kleiner naarmate de weerstand van de spoelen, bij gegeven zelfinductie, lager is, dus naarmate de kwaliteitsfactor Q groter is. In dit opzicht zijn orthocyclische spoelen, zoals we hebben gezien, in het voordeel boven niet-orthocyclische.

Hetzelfde geldt voor andere inductieve verplaatsingopnemers die bij turbines worden gebruikt (zie fig. 9 en 10 van het in [6]) aangehaalde artikel).

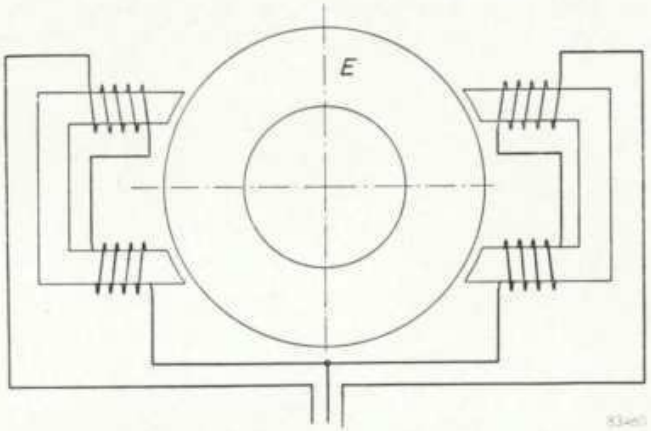


Fig. 14. Inductieve verplaatsingopnemer voor het permanent controleren van de excentriciteit van een turbineas [6]). Op de as is een schijf E van een nikkel-ijzerlegering bevestigd. Aan weerskanten van de schijf bevindt zich een ijzeren juk met spoelen, die deel uitmaken van een met wisselstroom gevoede brugschakeling. Bij gelijke weerstanden van de spoelen is het signaal dat de brug levert, evenredig met de excentriciteit. Ongelijkheid van de weerstanden (door ongelijke temperaturen) veroorzaakt een meetfout. Deze is des te kleiner naarmate de kwaliteitsfactor Q van de spoelen groter is. Dit is één van de redenen waarom hier orthocyclische spoelen worden gebruikt.

4) Focusseerspoelen voor lopendegolfbuizen. Een van de soorten elektronenbuizen voor het versterken of opwekken van centimetergolven is de lopendegolfbuis. In deze buis plant een elektromagnetische golf zich voort langs een gespiraliseerde metaaldraad, terwijl een elektronenbundel langs de as van de spiraal wordt gezonden [8]). De bundel wordt gefocusseerd door een magnetisch veld. Dit veld moet in axiale richting een bepaald verloop hebben en voldoen aan strenge eisen van rotatiesymmetrie. Bij de meeste typen lopendegolfbuizen wordt het veld opgewekt door permanente magneten. Bij som-

[5]) B. Bollée en F. Krienen, Het 600-MeV-synchrocyclotron van de CERN te Genève, III. De stemvork-modulator. Philips techn. T. **22**, 170-189, 1960 (no. 5). — De aandrijving is daar weergegeven in fig. 11 en 12.

[6]) C. von Basel, H. J. Lindenhovius en G. W. van Santen, Elektronische apparatuur voor de permanente controle van turbines, Philips techn. T. **17**, 55-62, 1955.

[7]) C. von Basel, Messanlage zur Überwachung von Dampfturbinen, Arch. techn. Messen V 8232-2, 221-224, oktober 1956.

[8]) J. G. van Wijngaarden, Un tube à propagation d'ondes pour la bande de 3800 à 5000 MHz, Le Vide **15**, 36-40, 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

mige typen voor groot vermogen echter moet het veld zo sterk zijn en zich axiaal over een zo grote lengte uitstrekken dat voor de focussering alleen een elektromagneet in aanmerking komt. Het gewenste axiale verloop van de veldsterkte is te verkrijgen door drie spoelen van verschillende vorm naast elkaar te plaatsen: twee schijfspoelen met ertussenin een langere en dunnere spoel. Ronde orthocyclische spoelen hebben hier in vergelijking met wild gewikkelde niet alleen de bekende voordelen van kleinere afmetingen en verwaarloosbare spreiding in de afmetingen, maar bovendien voldoen ze, door de regelmaat van de wikkeling, bijzonder goed aan de eis van rotatiesymmetrie.

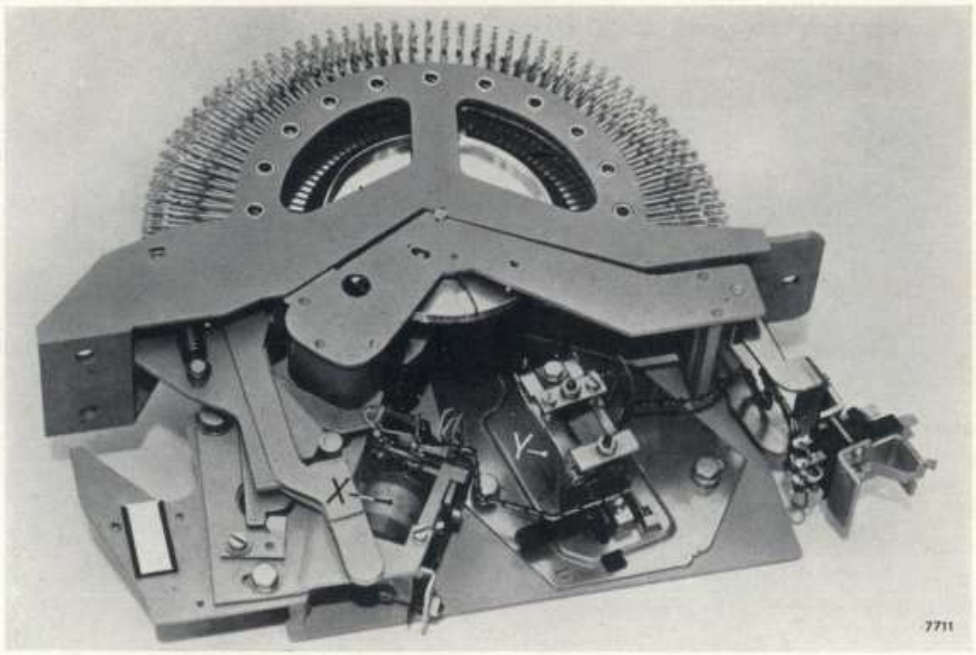


Fig. 15. Snelle draaikiezer type U 45a [9]). De koppelmagneet X en de stopmagneet Y zijn beide voorzien van een orthocyclische spoel.

Wij noemen hier ook een van de weinige gevallen waarin het orthocyclisch wikkelen geen succes was. Bij het zoeken naar een constructie voor een grote röntgeninstallatie waarbij de hoogspanningstransformator en de röntgenbuis tot één geheel verenigd konden worden, bleek een kleinere en lichtere transformator wenselijk. Deze werd verkregen door de met papiertussenlagen gewikkelde hoogspanningsspoel te vervangen door een orthocyclische spoel. Deze had echter het bezwaar van een te grote eigen capaciteit. Weliswaar kon dit bezwaar ondervangen worden door in plaats van één spoel een aantal platte, in serie geschakelde, orthocyclische schijfspoelen te nemen, maar toen werd de spanning tussen de opeenvolgende schijfspoelen zo hoog (in de orde van 10 kV) dat er moeilijkheden ontstonden door corona en overslag. Het aanbrengen van voldoende isolatie maakte zulke grote afstanden tussen de spoelen nodig dat de besparing aan ruimte en gewicht die het orthocyclisch wikkelen had opgeleverd, geheel verloren ging.

Toepassingen in massa-artikelen

De laatste jaren heeft men in onze fabrieken het orthocyclisch wikkelen zodanig onder de knie gekregen dat het ook in de massafabricage op grote schaal wordt (of zal kunnen worden) toegepast. Hier volgen enige voorbeelden.

1) Telefoonkiezers. In de snelle draaikiezer type U 45a van Philips' Telecommunicatie-industrie [9]) (*fig. 15*) worden orthocyclische spoelen gebruikt, zowel voor de koppelmagneet, die de as van de contactborstels koppelt met een permanent draaiende as, als voor de stopmagneet, die de borstels op de gewenste plaats tot stilstand brengt. Het gebruik van orthocyclische spoelen betekent hier, zoals we in het begin van dit artikel hebben gezien, vooral een besparing aan vermogen en vermindert dus de warmteontwikkeling in de telefooncentrales, waar de talrijke kiezers en relais meestal de voornaamste bron van warmte zijn.

2) De spoel van elektrodynamische luidsprekers wordt gewikkeld op een kokertje, dat vervolgens aan de conus wordt gelijmd. Het kokertje is weliswaar dun van wand, maar vergt toch een zekere ruimte in de luchtspleet van de magneet, en fracties van een millimeter zijn hier al van belang. Bovendien moet de luchtspleet er nog op berekend zijn dat de meeste spoelen, wegens de vrij geringe stijfheid in radiale richting, afwijkingen van de cirkelronde vorm vertonen.

Door de spoel orthocyclisch te wikkelen, kan men, dank zij het feit dat er een methode is ontwikkeld om een zelfdragende spoel bijzonder stevig aan de conus te bevestigen, in de eerste plaats de spoelkoker laten vervallen. Bestaat de spoel uit verscheidene lagen — wat zeker het geval is bij spoelen met hoge weerstand [10]) —, dan wordt door orthocyclisch wikkelen

[9]) J. M. Unk, Een snelle draaikiezer voor automatische telefonie, Philips techn. T. **18**, 368-376, 1956.

[10]) J. Rodrigues de Miranda, Laagfrequentieversterkers met direct gekoppelde luidspreker, Philips techn. T. **19**, 1-10, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bovendien de wikkelhoogte merkbaar kleiner. En voorts is de radiale stijfheid van orthocyclische spoelen vele malen groter dan die van spoelen volgens de oude constructie. De luchtspleet zal bij gebruik van een orthocyclische spoel dus om verschillende redenen nauwer kunnen worden gemaakt, waardoor de luidspreker een hoger rendement krijgt of minder magneetstaal nodig heeft. Een ander voordeel is de grotere bestandheid van orthocyclische spoelen tegen trillingen.

3) Bij elektrodynamische microfoons werd ook vroeger al een zelfdragende (maar niet-orthocyclische) spoel gebruikt. Als men deze spoel orthocyclisch wikkelt, kan men de luchtspleet vernauwen, waardoor de microfoon gevoeliger wordt.

4) Door over te gaan op orthocyclisch wikkelen van de spoel van weekijzermeters heeft men zoveel meer windingen kunnen onderbrengen dat de gevoeligheid van de meters 2 tot 2,5 maal zo groot is geworden als voorheen.

5) Draagbare elektronische apparaten die uit een batterij worden gevoed, dienen klein van afmetingen te zijn en een zo gering mogelijk vermogen op te nemen. Bij het ontwerpen van een motor voor batterijgrammofoons en -magnetofoons bleek orthocyclisch wikkelen van de rotorspoelen zoveel ruimte te besparen dat de rotor aanzienlijk lichter kon worden dan met wild gewikkelde spoelen. Door de geringere hoeveelheid ijzer zijn ook de ijzerverliezen kleiner, wat tot uiting komt in een ruim 25% kleiner opgenomen vermogen. Een tweede voordeel van orthocyclische spoelen is de verwaarloosbare spreiding in hun massa, waardoor ze geen bijdrage tot onbalans van de rotor leveren. *Fig. 16* toont de rotor met zijn drie orthocyclische spoeltjes.

6) Voorschakelapparaten voor „TL" lampen in vliegtuigen. Buisvormige fluorescentielampen vinden wegens hun hoog rendement meer en meer toepassing in verschillende verkeersmiddelen [11]), waaronder tegenwoordig ook vliegtuigen. Verkeersvliegtuigen kunnen voorzien zijn van b.v. 20 „TL" lampen van 40 W. Zoals bij alles wat tot de uitrusting van vliegtuigen behoort, dient het gewicht van de voorschakelapparaten tot het uiterste beperkt te worden. Door de smoorspoel orthocyclisch te wikkelen, is het gewicht van het voorschakelapparaat (bestaande uit een smoorspoel en een condensator) voor een 40-W-lamp beperkt kunnen worden tot 195 gram, voor de netten van 115 V, 400 Hz, die voor vliegtuigen genormaliseerd zijn. In *fig. 17* is zo'n voorschakelapparaat afgebeeld.

[11]) L. P. M. ten Dam en D. Kolkman, Verlichting in treinen en andere verkeersmiddelen door middel van „TL" lampen, Philips techn. T. **18**, 28-35, 1956.

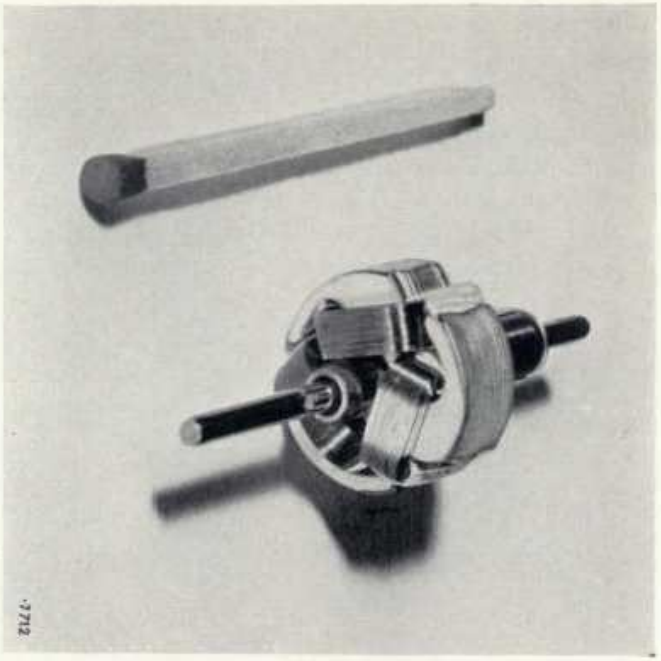


Fig. 16. Rotor van de motor van uit een batterij gevoede draagbare grammofoons en magnetofoons. De drie spoeltjes zijn orthocyclisch gewikkeld, waardoor de motor kleiner is en minder vermogen opneemt.

7) Elektromagnetisch bestuurde luchtkleppen. In de machinebouw maakt men voor bepaalde bewegingen, die meestal door een elektrisch commando moeten worden ingeleid, gaarne gebruik van een luchtcilinder. Dit in wezen eenvoudige onderdeel vergde tot voor kort een uitgebreide pneumatische schakeling. Deze omvatte namelijk, behalve de luchtcilinder zelf benevens een filter en een smeertoestel: één of twee elektromagnetisch bestuurde ontluchtingskleppen, een hierdoor bediende servoschuif en één of twee regelbare smoorventielen

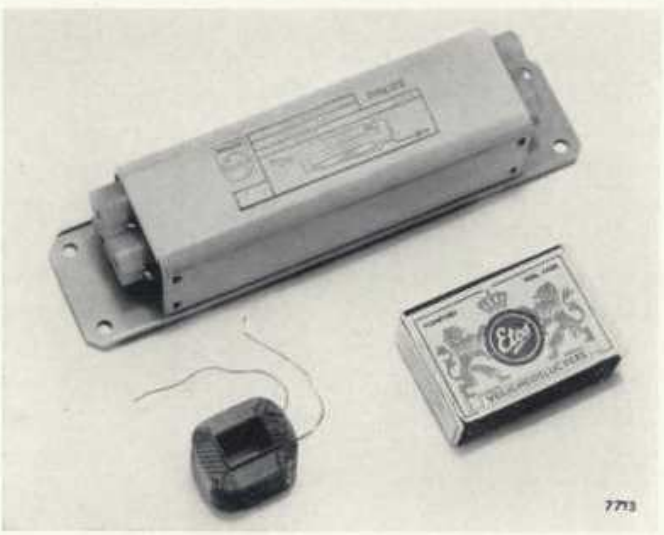


Fig. 17. Voorschakelapparaat van een „TL" lamp 40 W voor aansluiting op een net van 115 V, 400 Hz, zoals genormaliseerd is voor vliegtuigen. De smoorspoel en de bijbehorende condensator wegen samen slechts 195 gram. Links vooraan de orthocyclisch gewikkelde spoel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

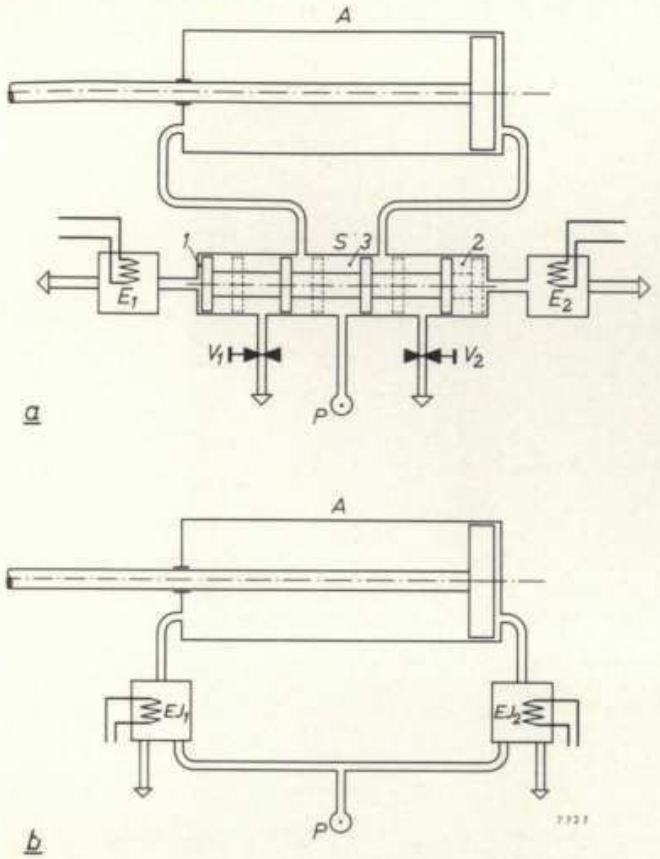


Fig. 18. *a*) Luchtcilinder *A* met persluchtleiding *P* en bijbehorende pneumatische apparatuur: servoschuif *S*, elektromagnetisch bediende ontluchtingskleppen E_1-E_2 en regelbare smoorventielen V_1-V_2.

In de stand van de schuif *S* die met getrokken lijnen is getekend, staat de ruimte links van de zuiger in *A* in verbinding met *P*, terwijl de ruimte rechts van de zuiger via V_2 verbinding met de buitenlucht heeft. De zuiger bevindt zich dus geheel rechts. De ruimten *1* en *2* in *S* staan door (niet getekende) kanalen in de schuif in verbinding met de voortdurend onder overdruk staande kamer *3*. Zolang de kleppen E_1 en E_2 dicht zijn, heerst in *1* en *2* dus dezelfde overdruk als in *3*.

Om de zuiger in *A* naar links te doen gaan, opent men klep E_2; de overdruk in *2* verdwijnt, de servoschuif gaat in de gestippelde stand staan, de ruimte rechts van de zuiger in *A* komt in verbinding met *3* (en daardoor met *P*), terwijl uit de ruimte links van de zuiger de lucht ontwijkt via V_1. De zuiger gaat dus naar links, met een snelheid die regelbaar is met V_1. Om de zuiger weer naar rechts te doen gaan, sluit men E_2 en opent men E_1.

b) De luchtcilinder *A* wordt nu nog slechts bediend door de twee „Electrojet" kleppen EJ_1 en EJ_2 (van Martonair). Deze vervangen zowel de schuif *S* als de ontluchtingskleppen E_1-E_2 in (*a*), en moeten daartoe een doorlaat van ten minste dezelfde grootte als *S* hebben. Regelbare uitlaatopeningen maken dat ze tevens de taak van de smoorventielen V_1-V_2 kunnen vervullen. De „Electrojet" kleppen werken met orthocyclische spoelen (kleine afmetingen, goede warmteafvoer.)

plus de bijbehorende pijpen en fittingen. Een voorbeeld van zo'n schakeling (waarop vele varianten mogelijk zijn) is weergegeven in *fig. 18a*.

Een belangrijke vereenvoudiging betekent het systeem „Electrojet", ontworpen en in de handel gebracht door de N.V. Martonair te Amsterdam. Fig. 18*b* laat zien hoe ver met dit systeem de schakeling van fig. 18*a* kan worden vereenvoudigd. Behalve de luchtcilinder zijn nu nog slechts twee elektromagnetische kleppen van het nieuwe type nodig, die het werk van de servoschuif, de twee ontluchtingskleppen en de twee smoorventielen overnemen. De „Electrojet" klep is uitwendig niet groter dan de oorspronkelijke ontluchtingsklep. Hij moet echter, om de servoschuif te kunnen vervangen, een aanzienlijk grotere doorlaat hebben en daarom moet de elektromagneet een grotere kracht ontwikkelen. Dit laatste is mogelijk geworden mede door het gebruik van een orthocyclische spoel; dank zij de goede warmtegeleiding kan deze zo zwaar worden belast dat hij in staat is, het vereiste grotere aantal ampèrewindingen te leveren zonder te warm te worden.

Voor de meeste luchtcilinders die in de bij Philips gebruikte machines toepassing vinden, is de doorlaat van de „Electrojet" klep groot genoeg. Hij laat voldoende lucht door om bij 4 atm overdruk een zuiger van 4″ diameter tegen een kracht van 300 kg in te verplaatsen met een snelheid van ca. 17 cm/s, of een zuiger van $1\frac{1}{4}$″ diameter tegen 30 kg in met een snelheid van ca. 170 cm/s.

Met deze voorbeelden mogen in voldoende mate de gevarieerdheid der toepassingen van het orthocyclisch wikkelen en de voordelen daarvan zijn aangetoond. Het zal duidelijk zijn dat deze methode ook in vele andere gevallen met succes zal kunnen worden toegepast.

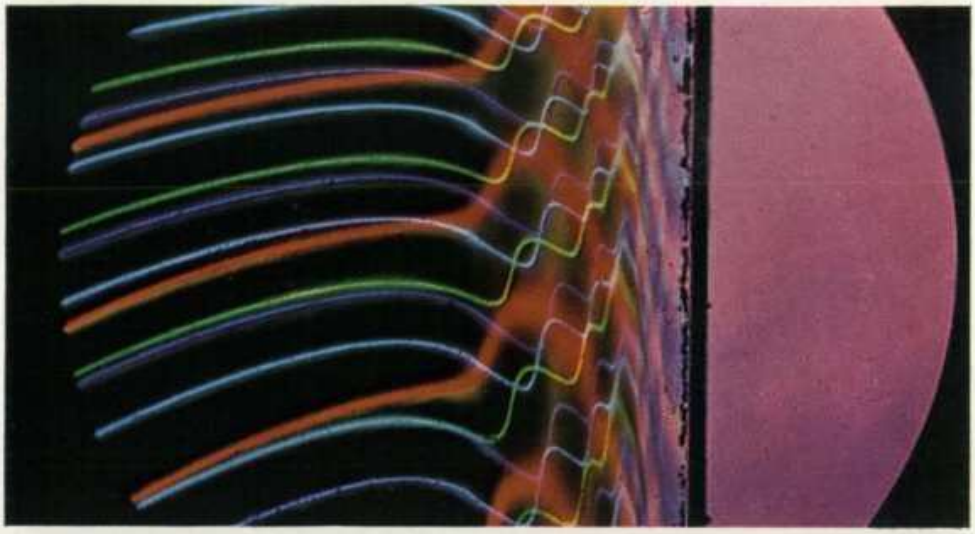
Samenvatting. Onder orthocyclisch wikkelen van spoelen wordt verstaan een zodanige manier van wikkelen dat het grootste deel van iedere winding de hartlijn van de spoel orthogonaal kruist. Mits de eerste laag volgens het juiste patroon is gelegd en bepaalde voorzorgen zijn genomen, worden de volgende lagen volkomen regelmatig en komt iedere winding op de voorgeschreven plaats te liggen, in de „groef" van de vorige laag. De stapeling van de windingen is de dichtst mogelijke. Het gevolg is 1) dat de vulfactor de theoretische maximumwaarde bereikt, 2) dat de hoogste tussen twee naburige windingen voorkomende spanning volkomen gedefinieerd is, en 3) dat de afmetingen, de zelfinductie en de eigen capaciteit van gelijksoortige spoelen bijzonder weinig uiteenlopen. Door het gebruik van „Thermoplac" draad verkrijgt men stevige zelfdragende spoelen van onveranderlijke afmetingen, die goed bestand zijn tegen trillingen. De warmtegeleiding van orthocyclische spoelen is zo groot (1 W/m °C, 20 maal zo groot als bij spoelen met papiertussenlagen) dat de temperatuurgradiënt verwaarloosbaar klein is en men een hogere temperatuur mag toelaten dan de gemiddelde temperatuur van niet-orthocyclische spoelen. Aan het slot worden verscheidene toepassingen van orthocyclische spoelen besproken (o.a. voor de focussering in lopendegolfbuizen, voor telefoonkiezers, weekijzermeters en kleine motoren) en de daarbij verkregen voordelen vermeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

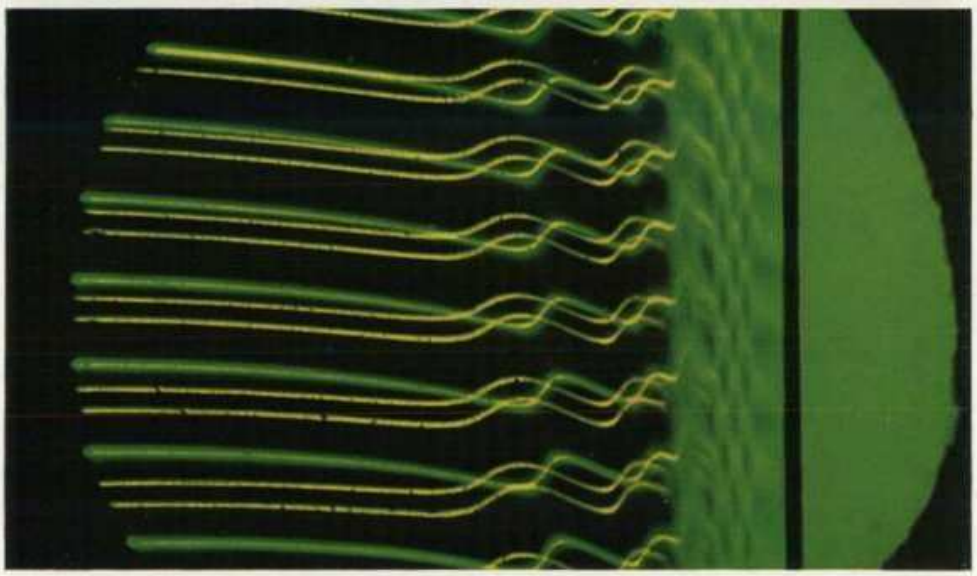
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

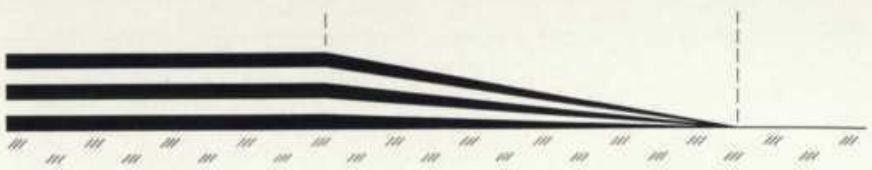
FIZEAU-LIJNEN BIJ EEN INTERFERENTIESPIEGEL

a



b





Een interferentiespiegel (bestaande uit een aantal dunne lagen van afwisselend grote en kleine brekingsindex) met een daar dicht tegenaan geplaatste halfdoorlatende hulpspiegel geeft bij monochromatisch licht in doorzicht een patroon van tamelijk scherpe, lichte interferentielijnen te zien, de bekende Fizeau-lijnen. Deze lijnen stellen lijnen van constante (optische) dikte van de ruimte tussen de spiegels voor en kunnen elkaar dus uiteraard nooit snijden.

Bovenstaande foto's tonen het verloop van deze lijnen voor verschillende golflengten (*a*: cadmiumlijnen 4678-4800-5086-6438 Å; *b*: groene kwiklijn 5461 Å en geel kwikdoublet 5770-5791 Å) in de nabijheid van de *rand* van een interferentiespiegel, waar de dikte der lagen geleidelijk tot nul afneemt (zie tekening). Het valt op dat de lijnen voor verschillende golflengten elkaar hier snijden. Dit merkwaardige verloop kan men verklaren met de golflengteafhankelijkheid van de faze waarmee een interferentiespiegel het licht reflecteert (fazedispersie). Voor nadere bijzonderheden zie: G. Bouwhuis, A dispersion phenomenon observable on dielectric multilayer mirrors, Philips Res. Repts., verschijnt binnenkort.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

HET 160-MeV-SYNCHROCYCLOTRON MET BUNDELEXTRACTIE TE ORSAY

door G. T. de KRUIFF *) en N. F. VERSTER **).

621.384.611.2

I. ALGEMENE BESCHRIJVING
II. HET BUNDEL-EXTRACTIESYSTEEM
III. BEREKENING EN ONTWERP VAN HET BUNDEL-EXTRACTIESYSTEEM

In het onderstaande artikel vindt men een beschrijving van het 160-MeV-synchrocyclotron dat door Philips gebouwd is voor de universiteit van Parijs. De nadruk is daarbij gelegd op het ontwerp en de realisering van een inrichting met behulp waarvan de ionenbundel buiten het cyclotronveld gebracht kan worden. Nadat in deel I een algemene beschrijving van de machine gegeven is, worden in deel II de werking, de constructie en de justering van dit bundel-extractiesysteem besproken. In deel III treft men een beschrijving aan van de, door een der auteurs ontworpen, rekenwijze die de bouwers in staat heeft gesteld het bundel-extractiesysteem goeddeels op papier te ontwerpen op een tijdstip waarop de machine nog geen ionenbundel leverde waarmee men had kunnen experimenteren. Deze rekenwijze is ook toegepast voor het synchrocyclotron van de CERN te Genève.

Inleiding

Sinds het begin van 1959 is in het Laboratoire de Physique Nucléaire te Orsay (nabij Parijs) — welk instituut deel uitmaakt van de Faculté des Sciences van de Parijse Universiteit, de aloude Sorbonne — een door Philips gebouwd synchrocyclotron in gebruik. De machine levert protonen van ca. 160 MeV of deuteronen van ca. 80 MeV en is daarmee het grootste cyclotron dat tot nu toe door Philips gebouwd is [1]) en op vier na het grootste van West-Europa [2]).

Voor velerlei kernfysisch onderzoek is een cyclotron eerst een waardevol instrument indien de bundel van snelle ionen die het levert, buiten de versnellingsruimte geleid kan worden. Weliswaar is een cyclotron met uitsluitend inwendige trefplaten voortreffelijk geschikt voor de produktie van neutronen en van radioactieve isotopen, maar de bestudering van de kernreacties zelf is in het inwendige van de versnellingsruimte slechts in beperkte mate mogelijk: men kan daar in de regel de vereiste meetapparatuur niet plaatsen, het magneetveld stoort en ook de parasitaire straling — b.v. veroorzaakt door ionen die op een der wanden gevallen zijn — vormt dikwijls een onoverkomelijk bezwaar. Ten slotte kan, doordat de toeneming van de baanstraal per omwenteling slechts gering is, de bundel alleen op de rand van een inwendige trefplaat vallen.

Daar het Parijse cyclotron voornamelijk bedoeld is als hulpmiddel bij het zuiver wetenschappelijk onderzoek, was een der eisen van de opdrachtgevers dan ook dat het zou worden uitgerust met een inrichting die een deel van de ionenbundel in staat stelt de versnellingskamer te verlaten, een zg. bundel-extractiesysteem. Het construeren hiervan was, naast het verkrijgen van een sterke ionenbundel, de hoofdopgave die moest worden opgelost. De realisering van het extractiesysteem verschilde daarin van die van andere, volgens hetzelfde principe werkende, extractiesystemen, dat het moest worden ontworpen en geplaatst vóórdat het cyclotron een ionenbundel leverde waarmee geëxperimenteerd kon worden. De bestaande theorie en behandelingswijze moesten daarom worden verfijnd. Voor het eerst is deze verfijnde behandelingswijze toegepast in het 600-MeV-synchrocyclotron van de CERN te Genève [3]), waarbij o.m. is gebruik gemaakt van door Philips uitgevoerde proefberekeningen.

In het nu volgende deel van dit artikel geven we een korte algemene beschrijving van de machine. In het tweede deel worden de werking en de constructie van het extractiesysteem uiteengezet, terwijl men in het derde deel een exposé vindt van de zojuist genoemde verfijnde behandelingswijze met behulp waarvan het extractiesysteem ontworpen is.

---

*) Philips' Hoofdindustriegroep Produkten voor industriële toepassing, Eindhoven.
**) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

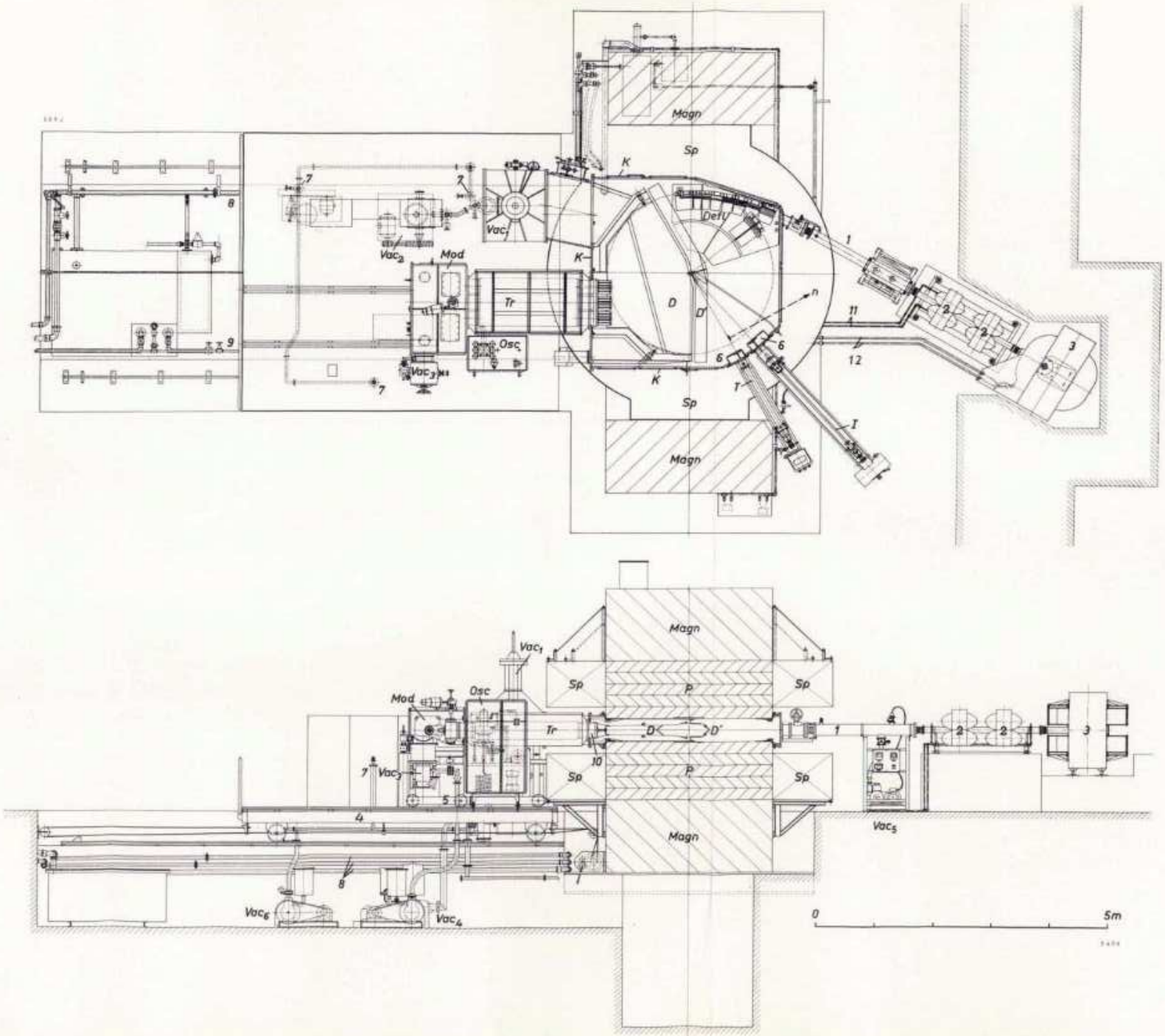
[1]) De andere zijn alle ongeveer even groot als het Amsterdamse (zie Philips techn. T. **12**, 245, 251 en 353, 1950 en **14**, 291, 1951).

[2]) De vier grotere zijn resp. die te Genève (CERN) 600 MeV, Liverpool 400 MeV, Uppsala 200 MeV en Harwell 175 MeV.

[3]) N. F. Verster, Symposium CERN, 1956, blz. 153. Zie ook Philips techn. T. **22**, 149-189, 1960, speciaal blz. 154.

www.freeservicemanuals.info

Fig. 1. Plattegrond en zijaanzicht van het synchrocyclotron met toebehoren van het Laboratoire de Physique Nucléaire te Orsay. *Magn* juk van de magneet. *P* de beide polen, ieder bestaande uit 5 schijven staal van 20 cm dikte. *Sp* de beide spoelen. *K* wand van de versnellingskamer. *D* Dee. *D'* anti-Dee. *I* slede voor inbrengen van de ionenbron. *T* idem voor de trefplaat. *n* neutronenbundel. Vac_1 hoogvacuümpomp, verbonden met de versnellingskamer. Vac_2 bijbehorende voorvacuümpomp. *Tr* transmissielijn (voor versnelling van protonen) van het hoogfrequentiesysteem met doorleidisolatoren *10*. *Mod* modulator, in afzonderlijke vacuümkamer; de motor boven op de kamer bedient de trimcondensator. Vac_3 bijbehorende hoogvacuümpomp (in de plattegrond ziet men de kraan die boven de pomp gemonteerd is). Vac_4 bijbehorende voorvacuümpomp. *Osc* oscillator; de oscillatorbuis bevindt zich links boven in de kast. *Defl* bundelextractiesysteem. *1* gecvacueerde buis voor de uitwendige bundel. Vac_5 de bijbehorende vacuümpompen. *2* twee magnetische quadrupoollenzen voor focussering van de uitwendige bundel. *3* afbuigmagneet. *4* wagen op rails waarop, na losnemen van de desbetreffende wand van de versnellingskamer, het gehele hoogfrequentiesysteem kan worden weggereden. *5* wagen op rails, gemonteerd op de wagen *4*, waarmee men de modulator plus transmissielijn achteruitbrengt om het extra-lijnstuk te kunnen toevoegen dat vereist is als men deuteronen wil versnellen. *6* vacuümsluizen. Vac_6 vacuümpomp voor algemene doeleinden (o.a. het evacuëren van de sluizen *6*) met aansluitingen *7*. *8* koelleidingen voor de spoelen *Sp* (een toevoer voor iedere spoel en een gezamenlijke afvoer). *9* idem voor de ionenbron. *11* idem voor de quadrupoollenzen. *12* idem voor de afbuigmagneet. In het zijaanzicht zijn *1*, *2* en *3* loodrecht op hun asrichting gezien.



Tabel I. De belangrijkste gegevens betreffende het 160-MeV-synchrocyclotron te Orsay.

Algemeen		
Maximale baanstraal		123 cm
Protonenenergie in de inwendige bundel op maximale straal		164 MeV
Protonenenergie in de uitwendige bundel (deflexieradius 120 cm)		157 MeV
Energiewinst per omwenteling		ca. 12 keV
Stroomsterkte in uitwendige bundel, bij de tussen haken vermelde stroomsterkten van de inwendige bundel	(20 μA)	0,7 μA
	(8 μA)	0,4 μA
	(2 μA)	0,24 μA
Magneet		
Gewicht		650 ton
Pooldiameter		2,80 m
Hoogte van interferricum		30-40 cm
Inductie ($r = 0$)		16,30 Wb/m²
Inductie ($r = 123$ cm)		15,65 Wb/m²
Aantal windingen per spoel		616
Weerstand der spoelen (in serie), bij 40° C		1,05 Ω
Stroom	max.	690 A
Hoogfrequentiesysteem		
Vermogen oscillator		≤ 30 kW
Repetitiefrequentie		450 Hz
Dee: capaciteit		700 pF
maximum straal		137 cm
opening in het centrum		20 cm
opening op $r = 132$ cm		10,4 cm
opening op $r = 137$ cm		8,5 cm
Frequentie voor protonen		25,0 tot 20,2 MHz
Frequentie voor deuteronen		12,5 tot 11,0 MHz

Digitized in Heiloo the Netherlands

11/14/2023

I. ALGEMENE BESCHRIJVING

Een plattegrond en een zijaanzicht van de gehele machine (de hulpinstallaties niet meegerekend) vindt men in *fig. 1*. In het midden ziet men de magneet met de versnellingskamer, links daarvan het hoogfrequentiesysteem en de hoogvacuümpompen, rechts de magneten voor focussering en afbuiging van de uitwendige bundel. Op de plattegrond ziet men verder boven in de versnellingskamer het bundelextractiesysteem, en rechts onder aan deze kamer de mechanismen voor het inbrengen van de ionenbron en van een inwendige trefplaat. Voor het verkrijgen van een uitwendige bundel laat men de ionen rechtsom circuleren, voor de produktie van neutronen met een inwendige trefplaat linksom. Men bereikt dit laatste eenvoudig door het magneetveld van richting om te keren. De geproduceerde neutronen — die in hoofdzaak van de trefplaat vertrekken in de richting van de opvallende ionen — bewegen zich op deze wijze naar een deel van de aan de cyclotronhal grenzende experimenteerruimte dat niet in beslag genomen is door opstellingen voor proton- (of deuteron-)experimenten. Door de trefplaat meer of minder dicht bij het centrum van de magneet te plaatsen, kan men de energie van

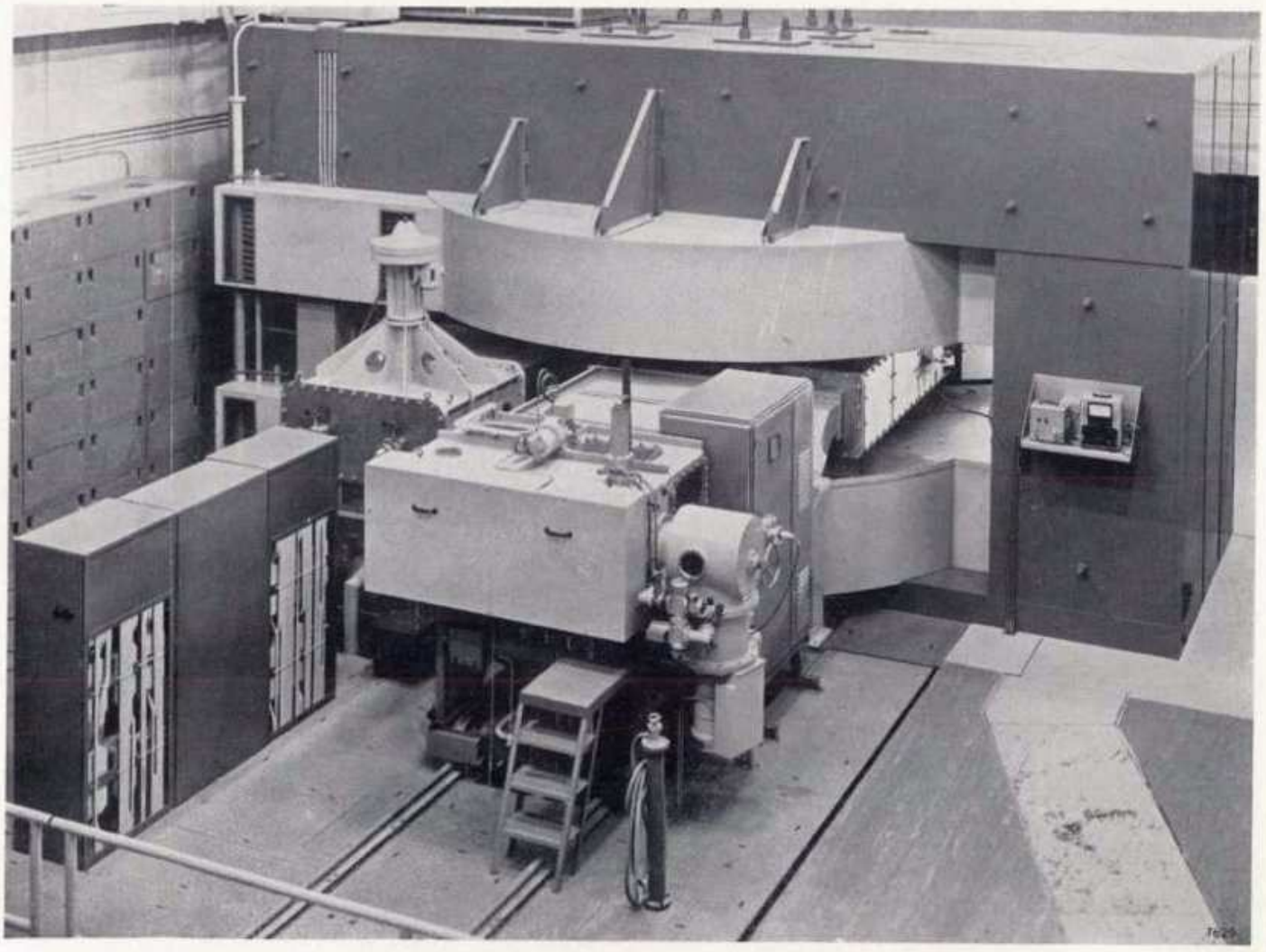


Fig. 2. Het cyclotron, gezien van de zijde waar zich het hoogfrequentiesysteem bevindt. De stalen vloer (voorgrond midden en links) is de bovenkant van de grote wagen (*4* in fig. 1) die het gehele hoogfrequentiesysteem draagt. Op de rails die men ziet, rijdt de kleine wagen (*5* in fig. 1) die de modulator draagt (midden). Rechts van de modulator ziet men de daarbij behorende hoogvacuümpomp (Vac_3 in fig. 1) en daarachter de oscillator. Aan de andere kant van de transmissielijn staat de hoogvacuümpomp voor de versnellingskamer (Vac_1). Achter deze de door vensters zichtbare, en via deuren toegankelijke, aansluitingen van de spoelen op de koelwaterleiding (elf aansluitingen per spoel). De drie kasten links op de voorgrond bevatten de bedienings- en controlepanelen van de waterkoeling. Met de apparatuur op de console die rechts aan het magneetjuk bevestigd is, controleert men van tijd tot tijd of het geleidingsvermogen van het koelwater in de spoelen nog voldoende klein is. De pilaar (met slang) op de voorgrond is verbonden met de vacuümleiding voor algemene doeleinden (*7* in fig. 1).

Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de geproduceerde neutronen variëren. In *fig. 2* t/m 5 vindt men enige foto's. De belangrijkste afmetingen en overige gegevens zijn samengevat in *tabel I*.

De magneet

De magneetpolen (diameter 280 cm) zijn gemaakt van 20 cm dikke schijven, die terwille van een zo groot mogelijke homogeniteit in vacuüm gegoten zijn, vervolgens gesmeed en ten slotte uitgegloeid. Het juk is opgebouwd uit 6 cm dikke platen vloeistaal. De voor ons doel van belang zijnde magnetische eigenschappen zijn bij dit materiaal slechts weinig minder goed dan bij speciale staalsoorten. De luchtspleet heeft, behalve op de plaatsen waar zich de correctieringen („shims") bevinden, een hoogte van 40 cm; aan de rand, waar de ringen het dikst zijn, is deze hoogte 30 cm. De inductie in de luchtspleet ligt rondom 1,6 Wb/m² (16 000 gauss).

De beide bekrachtigingsspoelen — om iedere pool één — bestaan ieder uit 616 windingen van holle aluminiumstaaf (24 × 24 mm); door de holte (13 mm diameter) stroomt koelwater. Het koelcircuit is een gesloten systeem en bevat gedeïoniseerd water. De warmte wordt via een warmtewisselaar afgevoerd door middel van leidingwater. Door de spoelen, die in serie geschakeld zijn, vloeit een stroom van 635 A. De totale weerstand van de spoelen is 1,05 Ω (bij een gemiddelde spoeltemperatuur van 40 °C). De stroom wordt binnen 0,01 % constant gehouden.

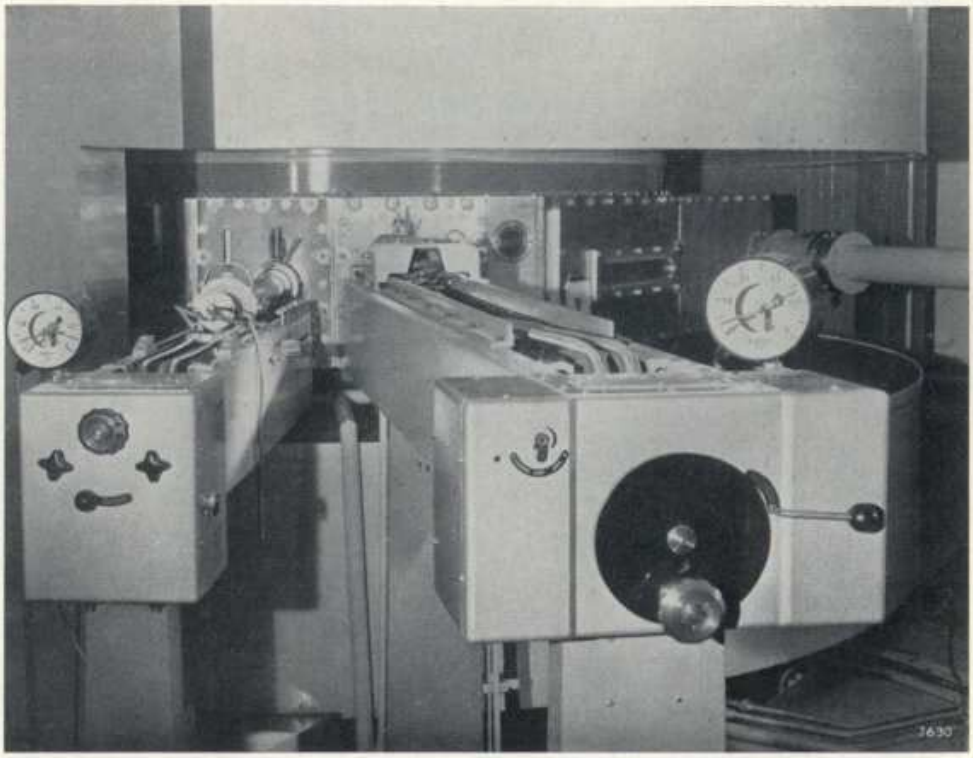


Fig. 3. Detail aan de andere zijde van het cyclotron. Men ziet van links naar rechts: de slede voor het inbrengen van een trefplaat, idem voor de ionenbron, venster voor neutronenbundel (in de zijwand van de versnellingskamer), en de pijp voor de geëxtraheerde ionenbundel. Ionenbron en trefplaat worden op de gebruikelijke wijze ingebracht via vacuümsluizen. De beide kasten op de voorgrond bevatten, behalve bedieningsmechanismen, ook een aantal vergrendelingen. De manometers wijzen de druk in de desbetreffende vacuümsluis aan. De verticale pijp tussen de beide sleden is de vacuümleiding voor de sluizen. De ionenbron is in principe gelijk aan die van het Amsterdamse cyclotron [1]).

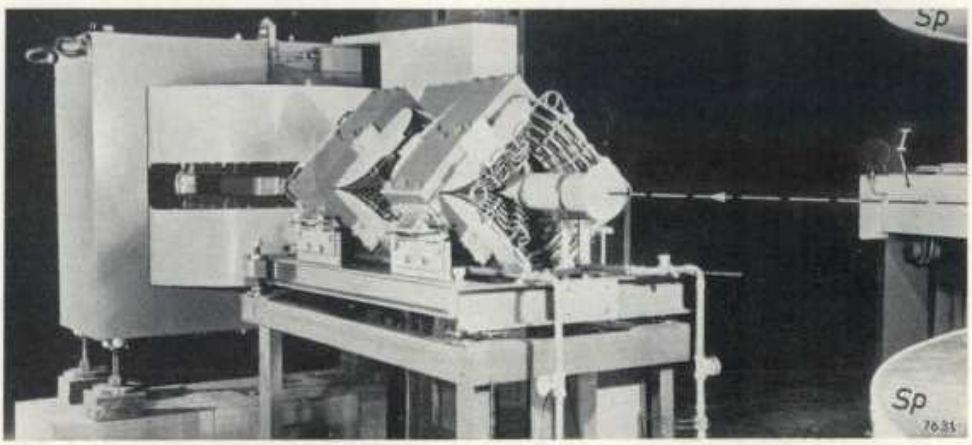


Fig. 4. De beide quadrupoollenzen (*2* in fig. 1), die de uitwendige bundel focusseren, en daarachter de afbuigmagneet (*3* in fig. 1), met behulp waarvan de bundel naar diverse punten van de experimenteerruimte geleid kan worden. Geheel rechts de magneetspoelen *Sp* van het cyclotron en daartussen de slede *I* van de ionenbron. De verbindingspijp (*I* in fig. 1) tussen de versnellingsruimte en de lenzen ontbreekt. De hartlijn van de bundel is aangegeven met een streeplijn.

Grote zorg is besteed aan de gelijkmatigheid van het magneetveld. Het wijkt nergens meer dan 0,005 Wb/m² (50 gauss), ofwel ca. 3 ‰, van de gewenste waarde af, en op de meeste plaatsen zelfs aanmerkelijk minder. Het magnetische symmetrievlak valt nauwkeurig samen met het geometrische symmetrievlak van de luchtspleet. De desbetreffen-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

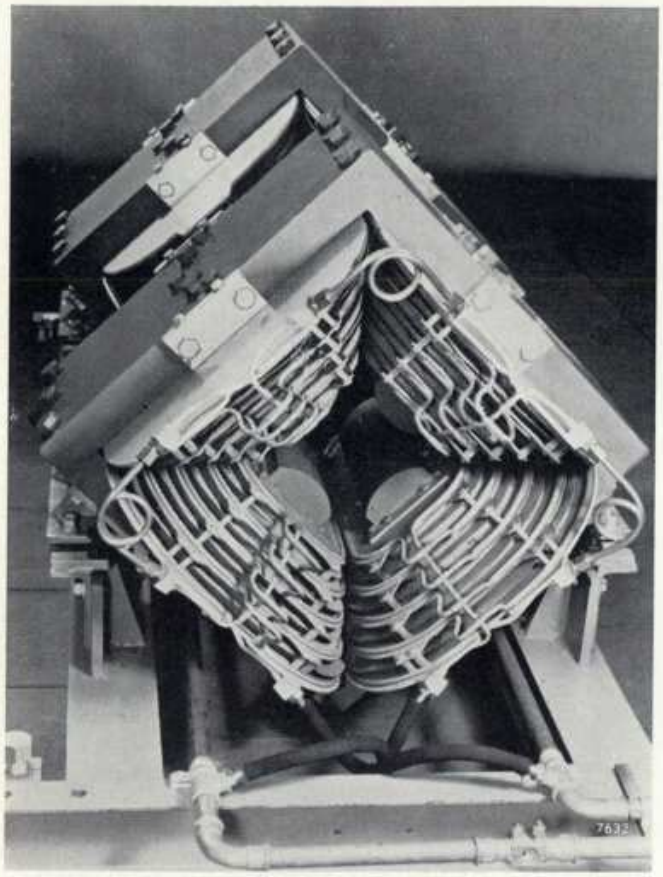


Fig. 5. De quadrupoollenzen, gefotografeerd voordat de vacuümbuis voor de bundel erin was aangebracht.

de metingen zullen verderop in dit artikel nog ter sprake komen.

De hoogfrequentie-installatie

De hoogfrequentie-installatie is, wat de resonator betreft, in principe gelijk aan die van de andere Philips cyclotrons. Ook hier vormen de Dee, de transmissielijn en de modulator een coaxiale resonator ter lengte van ongeveer een halve golflengte, waarvan de resonantiefrequentie bepaald wordt door de capaciteit van de modulator. De Dee en de modulator bevinden zich aan de einden — de spanningsbuiken —, de koppeling met de hoogfrequentie-oscillator is ergens halverwege aangebracht. Door deze wijze van construeren kon weer de modulator in een eigen vacuümkamer geplaatst worden en kon evenals vroeger de koppeling met de oscillator plaatsvinden aan het deel van de transmissielijn dat zich *niet* in vacuüm bevindt. De modulator is van het gebruikelijke roterende type met capacitief geaarde rotor.

Fig. 6a geeft een schematische voorstelling van de hoogfrequentie-installatie voor het versnellen van protonen, fig. 6*b* die voor het versnellen van deuteronen. De laatste kan uit de eerste verkregen worden door de modulator een eindweegs achteruit te rijden en tussen de Dee en de transmissielijn een extra-lijnstuk aan te brengen. Verder moet de modulatorcapaciteit met behulp van een trimcondensator wat vergroot worden. Daar ervoor gezorgd is dat de afstand AA' tussen de punten waar in de twee gevallen de oscillator aan de resonator gekoppeld moet worden om de vereiste Dee-spanning (25 kV) te verkrijgen, gelijk is aan de lengte van het extra-lijnstuk, behoeft de oscillator niet verplaatst te worden. Het verbouwen van de machine van een protonencyclotron tot een deuteronencyclotron is dus bijzonder eenvoudig.

De schakeling van de oscillator en de wijze waarop de oscillator gekoppeld is met de resonator, zijn gelijk aan die welke zijn toegepast bij het 600-MeV-cyclotron van de CERN te Genève (de zg. vliegwiel-

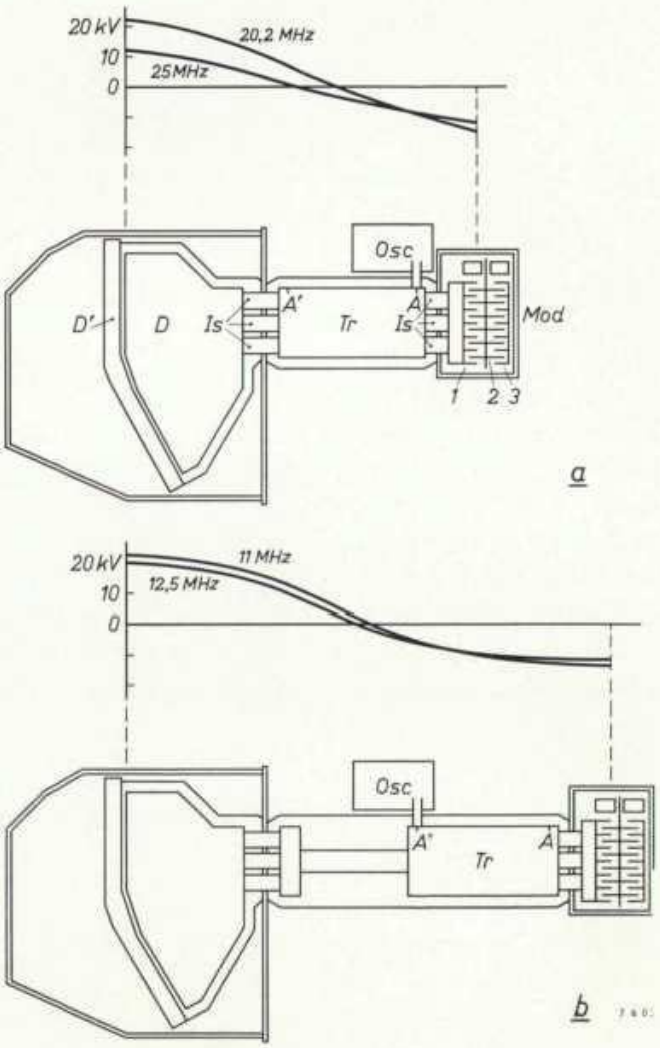


Fig. 6. Schematische voorstelling van het hoogfrequentiesysteem en van het spanningsverloop over de resonator bij de uiterste waarden van de frequentie, *a*) voor het versnellen van protonen, *b*) voor deuteronen. *D* Dee. *D'* anti-Dee. *Tr* transmissielijn. *Mod* modulator (*1* vaste tanden, *2* rotor, *3* aardingsplaten). *Osc* oscillator. *Is* doorleidisolatoren. De oscillator moet voor het versnellen van protonen in het punt *A* aan de transmissielijn gekoppeld worden, en voor het versnellen van deuteronen in het punt *A'*. Bij de verbouwing kan de oscillator derhalve blijven staan. De punten *A* en *A'* zijn zo gelegen dat bij de Dee-mond voor de laagste frequentie een opslingering van de spanning van ca. 2× verkregen wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schakeling) [4]). Bij het overgaan van protonen op deuteronen behoeft men dank zij deze schakeling ook niets te veranderen aan de koppeling. Bij gebruik van een inductieve koppeling, zoals b.v. in het Amsterdamse cyclotron, heeft men voor de beide frequentiegebieden afzonderlijke koppellussen nodig, wat een verbouwing aanmerkelijk omslachtiger maakt.

Daar men, door de gecompliceerde vorm van de Dee en van de doorleidisolatoren die zich in de transmissielijn bevinden, noch de Dee-capaciteit noch de karakteristieke impedantie van de doorleidisolatoren exact kan berekenen, is het onmogelijk om een hoogfrequentie-installatie zoals een cyclotron vereist, volledig op papier te ontwerpen. De benaderende berekeningen zijn met behulp van een model (schaal 1:5) gecontroleerd, en voor zover nodig is het eerste ontwerp verbeterd. Ten einde een transmissielijn te verkrijgen die lang genoeg is om de beschreven plaatsing en koppeling van de oscillator mogelijk te maken, moest voor de karakteristieke impedantie ervan de zeer lage waarde van 12 Ω gekozen worden. De karakteristieke impedantie van de doorleidingen is voldoende klein gemaakt door aan beide einden niet minder dan drie doorleidisolatoren te gebruiken.

Ook de werking van de oscillator is bestudeerd aan een model, en wel speciaal ten aanzien van de koppeling aan de resonator. Daar de maximale anodespanning van de oscillatorbuis (een met water gekoelde triode van het type Philips TAW 12/35) ongeveer 12 kV bedraagt en er naar een maximale Dee-spanning van ca. 25 kV gestreefd werd, is de oscillator aan de resonator gekoppeld op een punt waar voor de minimumfrequentie de opslingerfactor ongeveer 2 bedraagt (vgl. fig. 6*a* en *b*).

De afvoer van de in het hoogfrequentiesysteem opgewekte joulewarmte geschiedt bij de Dee en de transmissielijn met behulp van waterkoeling en bij de rotor van de modulator nagenoeg uitsluitend door straling. Ten einde de temperatuur van de rotor niet al te hoog te doen worden — dit is noodzakelijk omdat de thermische expansie beperkt moet blijven —, is de rotor bedekt met een dun laagje CuO. De emissiecoëfficiënt is hierdoor vergroot van 0,08 tot 0,65 en de werktemperatuur dientengevolge verlaagd van ca. 200 °C tot ca. 60 °C [5]).

II. HET BUNDEL-EXTRACTIESYSTEEM

Het feit dat men een bundel geladen deeltjes in de regel niet zonder bijzondere voorzieningen buiten het cyclotron — d.w.z. buiten het magneetveld — kan krijgen, wordt veroorzaakt door het optreden van bepaalde instabiliteitsverschijnselen. Ter toelichting hiervan en tevens als inleiding op de berekening van het te Orsay uitgevoerde extractiesysteem (zie deel III), beginnen we dit deel van het artikel met een korte bespreking van de eigenschappen van de baan die een geladen deeltje in een cyclotron volgt.

Een geladen deeltje, met massa m en lading e, dat in een homogeen magneetveld B een snelheid v bezit loodrecht op de krachtlijnen, beschrijft een cirkelbaan waarvan de straal r evenredig is met de impuls mv van het deeltje. In formule:

$$\frac{mv}{e} = Br. \quad \ldots\ldots (1)$$

Voor de hoeksnelheid ω op de cirkelbaan volgt hieruit:

$$\omega = v/r = eB/m. \quad \ldots\ldots (2)$$

Heeft de snelheid ook een component in de richting van B, dan is de baan een schroeflijn.

In een cyclotron is het magneetveld niet volkomen homogeen maar ietwat tonvormig (*fig* 7). Dit betekent ten eerste dat in het symmetrievlak de waarde van B met toenemende r enigszins daalt, en ten tweede dat B buiten het (horizontaal onderstelde) symmetrievlak, behalve de verticale component B_z, ook een horizontale component B_r heeft. Een deeltje dat zich buiten het symmetrievlak bevindt, ondervindt van deze horizontale veldcomponent een verticaal gerichte lorentzkracht en wordt daardoor naar het symmetrievlak teruggedreven. Dientengevolge beweegt een geladen deeltje zich in het

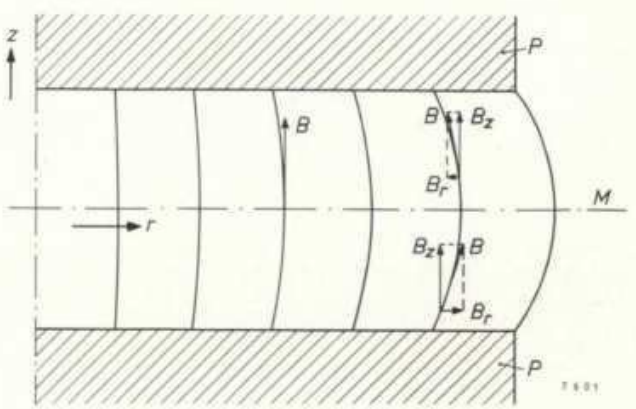


Fig. 7. Schematische voorstelling van het cyclotronveld in de helft van de doorsnede van het interferricum. P polen van de magneet. Buiten het symmetrievlak M is de horizontale component B_r van de inductie ongelijk nul. Verder is in M de gradiënt dB/dr negatief (vgl. fig. 8).

[4]) Zie Philips techn. T. **22**, 167, 1960.

[5]) Een uitvoerig onderzoek hieromtrent is verricht door G. Henneberke van de Hoofdindustriegroep Produkten voor industriële toepassing.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

cyclotronveld niet volgens een schroeflijn, maar voert het o.m. verticale oscillaties uit, waarbij het zich beurtelings onder en boven het symmetrievlak bevindt. Voor deze verticale beweging geldt:

$$m\frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} = e\,v_\mathrm{h}\,B_\mathrm{r}(z), \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

waarin z de afstand tot het symmetrievlak is en v_h de horizontale component van de snelheid v van het ion. In de omgeving van het symmetrievlak geldt voor de radiale component van de magnetische inductie bij benadering:

$$B_\mathrm{r}(r,z) = z\left(\frac{\partial B_\mathrm{r}}{\partial z}\right)_{z=0}. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Verder geldt in de luchtspleet tussen de polen van de cyclotronmagneet: rot $B = 0$. Hieruit volgt:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{\partial B_\mathrm{r}}{\partial z},$$

zodat

$$B_\mathrm{r}(r,z) \approx z\frac{\mathrm{d}B(r)}{\mathrm{d}r}.$$

(In de laatste formule is voor $B_z(r,0)$ de verkorte notatie $B(r)$ gebruikt. Buiten het symmetrievlak blijven we B_z uiteraard van B onderscheiden.) Substitueert men dit in (3), dan krijgt men:

$$m\frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} = e\,v_\mathrm{h}\,z\frac{\mathrm{d}B(r)}{\mathrm{d}r}.$$

Voorlopig benaderen we $\mathrm{d}B(r)/\mathrm{d}r$ door de waarde die dit differentiaalquotiënt in het symmetrievlak heeft op de cirkel waarvan de straal r_0 correspondeert met de impuls van het deeltje, de zg. evenwichtsbaan (vgl. formule 1). Stelt men de grootheid $-(r/B)(\mathrm{d}B/\mathrm{d}r)$, de zg. veldindex, voor door n, voert men de azimutcoördinaat $\Theta = \omega t$ in en verwaarloost men het verschil tussen v en v_h, dan kan men deze vergelijking met behulp van (1) herleiden tot de zeer eenvoudige vorm:

$$\frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}\Theta^2} + nz = 0. \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Ook in radiale richting blijkt een geladen deeltje oscillaties om de evenwichtsbaan uit te voeren. Voor de radiale afwijking $\varrho = r - r_0$ van de evenwichtsbaan geldt de vergelijking:

$$\frac{\mathrm{d}^2\varrho}{\mathrm{d}\Theta^2} + (1-n)\varrho = 0. \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

De wijze waarop deze vergelijking afgeleid kan worden, is analoog aan die van (5).

De vergelijkingen (5) en (6) hebben harmonische oplossingen, d.w.z. de oscillaties van het ion in radiale en verticale richting zijn stabiel, als $0 < n < 1$. De oscillatiefrequenties zijn resp. $\omega\sqrt{n}$ en $\omega\sqrt{1-n}$. In het magneetveld van een synchrocyclotron is de veldindex steeds positief. Hij neemt toe met r, maar blijft tot hoge waarden van r vrij klein. In het randveld van de magneet treedt een sterke toeneming van n op en wordt de kritieke waarde één overschreden (*fig. 8*). Dit betekent dat het ion niet langer blijft cirkelen maar zich uit het cyclotronveld verwijdert. De oorzaak daarvan is dat op de straal waarop $n = 1$ is, het produkt Br zijn maximumwaarde bereikt heeft; bij verder toenemende r neemt het af. Een ion dat versneld is tot een impuls die het maximum van Br overschrijdt, zal zich dus niet langer op een cirkelbaan kunnen blijven bewegen.

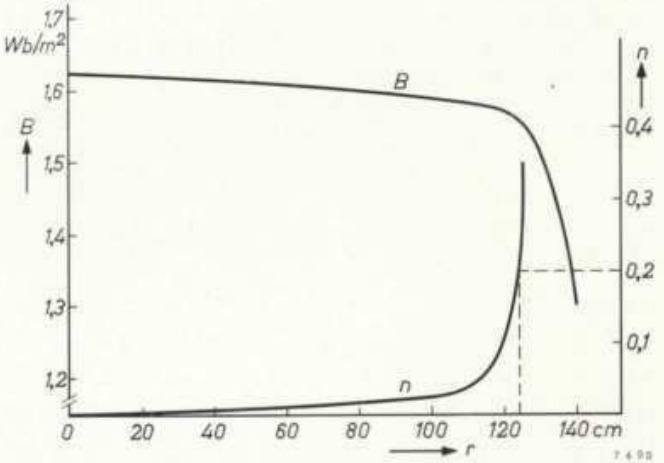


Fig. 8. Het verloop van de inductie B en van de veldindex n in het symmetrievlak als functie van de afstand r tot de hartlijn van de magneetpolen. De veldindex bereikt de kritieke waarde 0,2 op $r = 123$ cm.

Men zou op deze eigenschap een zeer eenvoudige methode van bundelextractie kunnen baseren indien het inderdaad mogelijk was een ion tot de zojuistgenoemde impuls te versnellen. Helaas is dat niet het geval. Hoewel zulks, door de benaderingen die we hebben toegepast, uit de vergelijkingen (5) en (6) niet blijkt, zijn de radiale en de verticale oscillatie niet geheel onafhankelijk van elkaar. Dit betekent dat bij bepaalde frequentieverhoudingen de ene trilling, b.v. de radiale, energie kan afgeven aan de andere en dientengevolge de verticale een zodanige amplitude krijgt dat de ionen tegen de Dee botsen en verloren gaan. De kleinste straal waarbij dit verschijnsel in gevaarlijke mate kan optreden, is die welke overeenkomt met $n = 0{,}2$; de frequentie van de radiale oscillatie ($\omega\sqrt{1-n}$) is dan juist het dubbele van die van de verticale ($\omega\sqrt{n}$). De volgende gevaarlijke straal komt overeen met $n = 0{,}25$. Men kan direct inzien dat in een synchrocyclotron de baanstraal de waarde r_c waarvoor $n = 0{,}2$ is, niet zal mogen overschrijden. De energiewinst per omwenteling is in een synchrocyclotron immers vrij

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

klein. De baanstraal van elk deeltje neemt derhalve per omwenteling slechts weinig toe (in het cyclotron te Orsay op $r = 120$ cm ca. 0,1 mm) en vertoeft dus gedurende een vrij groot aantal omwentelingen in de allernaaste omgeving van de gevaarlijke waarde.

De werking van het extractiesysteem

Het extraheren van een cyclotronbundel kan in principe zowel geschieden met behulp van een elektrostatisch dwarsveld als met een plaatselijke verzwakking van het magneetveld. De eerste methode is alleen bruikbaar als de ionen een niet al te grote energie hebben; voor het afbuigen van ionen van 150 MeV is een elektrische veldsterkte vereist die niet gerealiseerd kan worden.

Bij de magnetische bundelextractie maakt men gebruik van een zg. magnetisch kanaal. Dit is een langwerpige ruimte waarin door middel van ijzeren wanden het cyclotronveld aanmerkelijk verzwakt is. De ingang ervan bevindt zich tussen de magneetpolen. De lengteas van het kanaal staat hier loodrecht op de lijn die de ingang verbindt met het centrum van de magneetpolen. De uitgang van het kanaal bevindt zich buiten het interferricum. Treedt een ion dit kanaal binnen, dan neemt door de velddaling de baanstraal toe tot een grote waarde en het ion verwijdert zich uit het cyclotronveld. Bij de uitgang van het kanaal beweegt het ion zich reeds nagenoeg rechtlijnig.

De moeilijkheid bij de magnetische extractie is gelegen in het probleem, hoe de ionen het kanaal te doen binnentreden. Het is in een synchrocyclotron in het algemeen nl. niet mogelijk om van de rondwentelende groep ionen de buitenste eenvoudig door het kanaal te laten „afschillen". De ijzeren wand van het magnetische kanaal moet vele malen dikker zijn dan de per omwenteling optredende toeneming van de straal, zodat alle ionen erop zouden doodlopen alvorens de mond van het kanaal te bereiken. (Bij elektrostatische deflexie daarentegen behoeft de elektrode niet dikker te zijn dan b.v. 50 μ.)

In een zg. regeneratief extractiesysteem, zoals te Orsay is toegepast, wordt vanaf een zekere straal — van vrij grote waarde maar kleiner dan r_c — een gedwongen radiale oscillatie opgewekt waarvan de frequentie op den duur gelijk wordt aan die van de omwentelingsfrequentie van de ionen. De amplitude van deze oscillatie neemt exponentieel met de tijd toe en het verschil in amplitude tussen de laatste en de voorlaatste baan bedraagt niet minder dan b.v. 5 cm. De ionen kunnen hierdoor ongestoord het kanaal binnengaan, mits de kanaalmond zich niet te dicht bij een der knooppunten van de oscillatie bevindt.

Men kan de baan die een ion onder de invloed van het extractiesysteem volgt, beschouwen als een cirkel met een bewegend middelpunt. In het begin precedeert dit middelpunt om dat van de evenwichtsbaan. Later, wanneer de frequentie van de gedwongen oscillatie precies gelijk geworden is aan de omwentelingsfrequentie, loopt het in één richting snel weg. Het toenemen van de baanstraal ten gevolge van het feit dat gedurende de extractie het versnellen van de ionen nog doorgaat, kan in eerste benadering verwaarloosd worden. In het cyclotron te Orsay heeft de cirkel waarop $n = 0{,}2$ is, een straal van 123 cm, en die waarop $n = 1$ is, een straal van 131 cm. De kunstmatige opwekking van de vereiste radiale oscillaties begint als de ionenbanen een straal van 120 cm hebben, de kanaalmond ligt op een afstand van 133 cm van het midden.

Het opwekken van de radiale oscillaties geschiedt in een regeneratief extractiesysteem door middel van een lokale veldverstoring met een sterk positieve gradiënt — hierin neemt het veld dus toe met r —, de zg. regenerator. Zowel radiaal als azimutaal zijn de afmetingen van de regenerator klein. Als de straal van de baan van een ion voldoende groot is geworden, passeert het bij iedere omwenteling de regenerator. Daar in de regenerator niet alleen de inductie afwijkt van die welke het ion elders op zijn baan ontmoet, maar zulks ook het geval is met de radiale gradiënt daarvan, beïnvloedt de regenerator de oscillatietoestand van het ion op twee wijzen: de regenerator veroorzaakt dat de baanvergelijking niet alleen van (6) verschilt door het optreden van een periodieke functie in het rechterlid, maar ook door het niet constant zijn van n. Dit is, naar men kan aantonen, de oorzaak waardoor de frequentie van de gedwongen oscillatie op den duur exact gelijk wordt aan de omloopfrequentie van de ionen [6]).

De amplitude van de verticale oscillaties wordt binnen de perken gehouden met behulp van een tweede lokale veldverstoring, waarin het veld een sterk negatieve gradiënt heeft. In oudere cyclotrons met magnetische bundelextractie werd deze veldverstoring teweeggebracht met behulp van een staalconstructie, de zg. peeler [7]). In het onderhavige cyclotron wordt het gebied met negatieve

[6]) Deze methode is voor het eerst met succes toegepast in het cyclotron te Liverpool. Wij willen hier onze dank uitspreken aan wijlen Prof. Skinner, destijds hoogleraar-directeur, en aan Dr. V. Moore voor de gastvrije ontvangst bij onze bezoeken aan het Nuclear Physics Research Laboratory van de universiteit te Liverpool, en aan Dr. K. J. Le Couteur, die ons vóór de publikatie inzage gaf van een zijner artikelen, en Dr. A. V. Crewe voor vele nuttige besprekingen.

[7]) Hoewel de namen regenerator en peeler (to peel = afschillen) niet gelukkig gekozen zijn, passen we ons aan bij het spraakgebruik.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gradiënt niet op kunstmatige wijze verkregen, maar hiervoor is het randveld gebruikt. Weliswaar is dit geen lokale veldverstoring, maar voor radiaal oscillerende ionen is het dat in de praktijk wèl: deze komen alleen op een beperkt deel van hun baan in het randveld.

Daar het gedrag van een ion en een magneetveld uitsluitend bepaald wordt door zijn impuls, dat wil zeggen door het produkt Br, gedragen ionen van alle soorten zich in het cyclotronveld op een cirkel met zekere r op dezelfde wijze; protonen en deuteronen kunnen derhalve met één en hetzelfde extractiesysteem geëxtraheerd worden.

Een kwalitatief beeld van de plaatsing van regenerator en kanaal en van de baan die een ion op zijn laatste omwenteling volgt, vindt men in *fig. 9*. De intensiteit van de uitwendige bundel is, al naar gelang van de stroomsterkte, 5 tot 12% van die van de inwendige (tabel I). De rest van de inwendige bundel valt op een met water gekoeld diafragma dat voor de kanaalmond geplaatst is en dat tevens fungeert als trefplaat voor de produktie van radioactieve isotopen met lange halveringstijd.

Deze vorm van de regeneratieve extractiemethode, die in 1955 werd voorgesteld en theoretisch behandeld door Le Couteur en Lipton [8]), heeft twee voordelen boven die met een peeler [9]). In de eerste plaats is een peeler vrij moeilijk te maken, moeilijker nog dan een regenerator. Voorts moet bij gebruik van een peeler de deflexie plaatsvinden in een gebied waar de veldgradiënt vrijwel constant is, d.w.z. op een afstand van het centrum die aanmerkelijk kleiner is dan de halve pooldiameter van de magneet. Men kan de ionen dus niet versnellen tot de maximaal mogelijke energie (d.i. dus de energie waarbij de baan samenvalt met de cirkel waarvan $n = 0{,}2$ is). Men zou het als een nadeel van de methode zonder peeler kunnen beschouwen dat de mathematische behandeling ervan moeilijker is en tot vergelijkingen leidt die slechts numeriek kunnen worden opgelost (vgl. deel III). Daar staat echter tegenover dat men op deze wijze in het gedrag van de ionen een uitstekend inzicht krijgt.

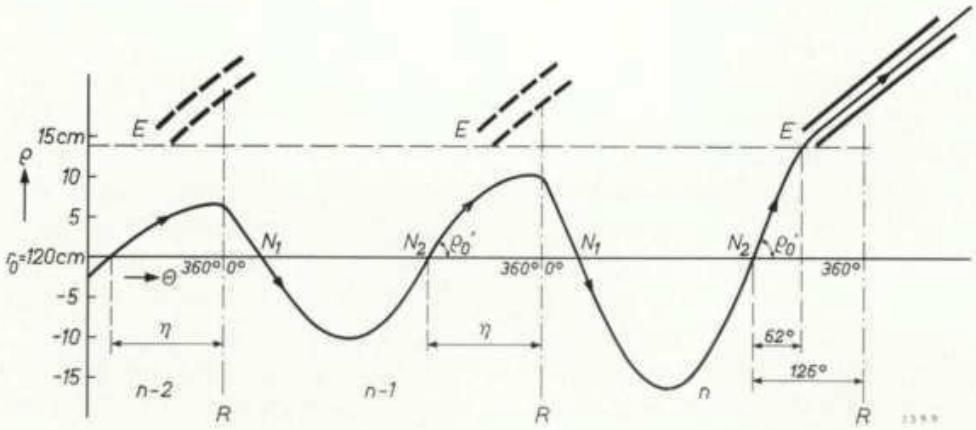


Fig. 9. Principe van bundel-extractie met regeneratief extractiesysteem. Uitgezet is de radiale uitwijking ϱ van een ion gemeten vanaf de evenwichtsbaan, als functie van het azimut Θ, voor de laatste omwentelingen (rangnummer n, $n-1$, $n-2$) van het ion. Bij R bevindt zich de regenerator, die plaatselijk een veld met grote positieve radiale gradiënt veroorzaakt; zijn azimut is nul gesteld. E ingang van magnetisch kanaal. N_1 en N_2 resp. voorlaatste en laatste nuldoorgang van het ion, in elke omwenteling, vóór het bereiken van de regenerator. In het gerealiseerde extractiesysteem heeft het azimutverschil η van N_2 en R voor iedere omwenteling dezelfde waarde. De amplitude van de oscillatie neemt gedurende de laatste omwentelingen zo sterk toe dat het ion op omwenteling $n-1$ het kanaal nog ruimschoots mist. De bijgeschreven azimutverschillen gelden voor het uitgevoerde extractiesysteem.

Constructie van regenerator en magnetisch kanaal

Door de wijze waarop het cyclotron om diverse redenen in de beschikbare ruimte gesitueerd moest worden, was een beperking opgelegd aan de richting van de uitwendige bundel: de hoek tussen deze richting en de hoofdas van het cyclotron (vgl. fig. 1) mocht niet groter zijn dan 30°. Aan deze eis kon slechts voldaan worden door middel van een relatief lang magnetisch kanaal dat de bundel snel buiten de invloed van het magneetveld zou brengen. De vorm en de situering ervan heeft men globaal reeds kunnen aflezen in fig. 1. Een meer gedetailleerde plattegrond vindt men in *fig. 10*.

Het kanaal bestaat uit negen segmenten, waarvan de lengte toeneemt naarmate de baankromming afneemt: het segment bij de ingang is het kortst, dat bij de uitgang het langst. De meeste segmenten bestaan uit twee dikke verticale ijzeren platen (balkjes), die in het symmetrievlak van het cyclotron zijn geplaatst aan weerszijden van de baan die de bundel

[8]) K. J. Le Couteur en S. Lipton, Phil. Mag. **46**, 1265, 1956.

[9]) J. L. Tuck en L. C. Teng, Phys. Rev. **81**, 305, 1951. Een mathematische behandeling vindt men in: K. J. Le Couteur, Proc. Roy. Soc. **A 232**, 236, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moet volgen. Sommige segmenten bestaan uit slechts één zo'n balkje.

Daar de balkjes uiteraard niet alleen aan de kanaalzijde maar óók aan hun andere zijde een velddaling teweegbrengen, verstoren ze het cyclotronveld ook buiten het kanaal. Deze verstoring legt zekere beperkingen op aan de velddaling die in de eerste kanaalsegmenten gerealiseerd kan worden en moet in ieder geval zo goed mogelijk gecompenseerd worden. Dit laatste is geschied met behulp van ijzeren correctieplaten, die twee aan twee — ditmaal resp. onder en boven het symmetrievlak en op voldoende afstand ervan om de ionen niet te hinderen — in de versnellingsruimte zijn aangebracht. De velddaling die de balkjes teweegbrengen, is in de naaste omgeving relatief groter, en die op grote afstand van het balkje dus relatief kleiner, naarmate het balkje minder hoog is. Het is dus verstandig om de balkjes niet te hoog te maken.

De balkjes van ieder kanaalsegment en de bijbehorende correctieplaten zijn gemonteerd op een U-vormig freem van aluminium, en wel op de wijze die men ziet weergegeven in *fig. 11*. De freems zelf zijn gemonteerd op drie horizontale aluminiumplaten — de eerste twee platen dragen ieder drie segmenten, de laatste plaat drie segmenten plus de regenerator —, die zijn vastgemaakt op het onderste poolvlak van de magneet: aan de buitenzijde rusten ze direct op de shimringen die voor een juist verloop van het randveld zorgen, aan de binnenzijde rusten ze op kolombouten. Ook boven de freems, op het bovenste poolvlak van de magneet, bevinden zich dergelijke platen („plafondplaten"), waaraan de

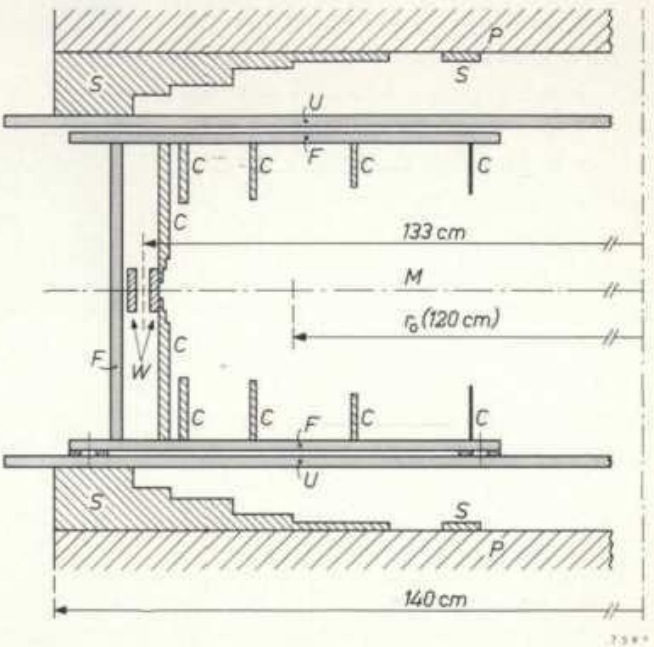


Fig. 11. Wijze van monteren van de stalen wanden *W* van één segment van het magnetische kanaal, i.c. het eerste, met de bijbehorende stalen correctieplaten *C*. *P* de beide magneetpolen. *M* symmetrievlak. *S* shimringen. *U* aluminiumplaten, vastgemaakt op *P* en *S*, waaraan het U-vormige aluminiumfreem *F* wordt bevestigd. Dit freem draagt zowel de kanaalwanden als de correctieplaten.

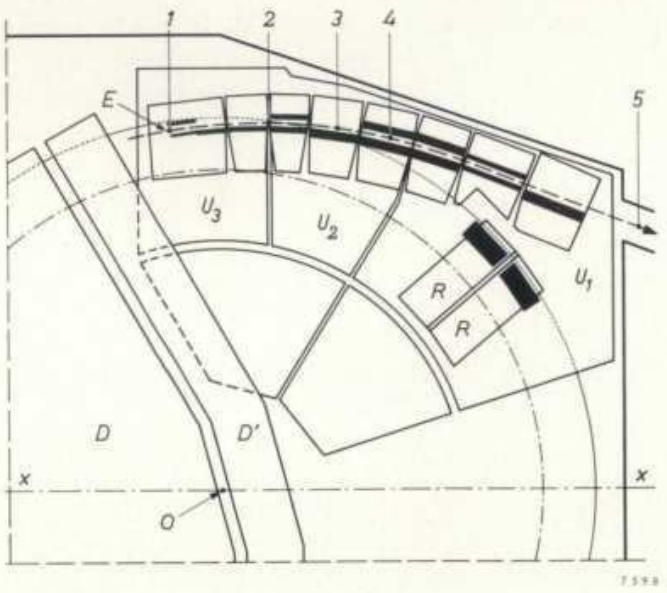


Fig. 10. De plaatsing van de regenerator en van de negen segmenten die samen het magnetische kanaal vormen, in het cyclotron (vgl. fig. 1). *O* middelpunt van de magneetpolen. De grootste cirkel stelt de rand van de magneetpolen voor. *x-x* hoofdas van het cyclotron. *D* Dee, *D'* anti-Dee. U_1, U_2 en U_3 aluminiumplaten, waarop de regenerator en de kanaalsegmenten gemonteerd zijn. *R* regenerator; deze bestaat uit twee gedeelten. *E* ingang van het eerste kanaalsegment. De gepunt-streepte cirkel is de evenwichtsbaan waarop de deflexie begint ($r = 120$ cm). De uitwendige bundel maakt een hoek met de as *x-x* die kleiner is dan 30°. De cijfers *1* tot *5* worden verklaard in fig. 12.

freems zijn vastgemaakt, opdat ze de grote radiale krachten die er in het sterke cyclotronveld op werken, beter kunnen weerstaan. Het geheel is zo geconstrueerd dat tijdens de controlemetingen (zie het volgende hoofdstuk) snel veranderingen aan de kanaalmond en aan de correctieplaten konden worden aangebracht.

Zo goed als de kanaalwanden het cyclotronveld storen, zo storen ook de compensatieplaten die dit effect te niet moeten doen, het veld in het kanaal: de (radiale) veldgradiënt, die in het randveld toch al groot is, wordt er nog groter door. In het kanaal treedt dientengevolge in het verticale vlak een focussering op en in het horizontale een defocussering. Om dit laatste effect te verminderen, zijn vier segmenten enkelwandig uitgevoerd; de buitenwand ontbreekt hier. De veldgradiënt is in deze segmenten aanmerkelijk minder sterk negatief of zelfs positief. Aldus is een kanaal verkregen dat beschouwd kan worden als een stelsel van magnetische lenzen die in het horizontale vlak afwisselend focusserend en de-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

focusserend werken en in het verticale vlak juist andersom. In de enkelwandige segmenten is de veldaling uiteraard aanmerkelijk geringer dan in de andere. Een samenvatting van de belangrijkste gegevens betreffende de negen segmenten vindt men in *tabel II*. *Fig. 12* toont de doorsnee die de bundel op diverse punten in het kanaal heeft.

Het zal de lezer duidelijk zijn dat de vorm die het kanaal (inclusief de correctieplaten) uiteindelijk gekregen heeft, door de gecompliceerdheid van het geheel, niet helemaal zonder „trial and error" gevonden is. We komen hierop aanstonds nog terug.

Een doorsnede van de regenerator vindt men in *fig. 13*. Het regeneratorveld wordt gerealiseerd door middel van de stalen blokken R, de platen C rechts daarvan zijn weer correctieplaten. De mechanische constructie van het geheel is analoog aan die van de kanaalsegmenten. Ten einde voldoende weerstand te kunnen bieden aan de zeer grote radiale krachten die in het sterk inhomogene randveld op de stalen blokken worden uitgeoefend, is het freem in het midden versterkt met twee ribben: een onder en een boven. Aan weerszijden daarvan bevindt zich een stel regeneratorblokken en correctieplaten volgens fig. 13. De beide stellen maken in het horizontale vlak een hoek van 7° met elkaar, zodat de vorm van de regenerator enigszins is aangepast bij die van de ionenbanen. Het geheel is radiaal verplaatsbaar.

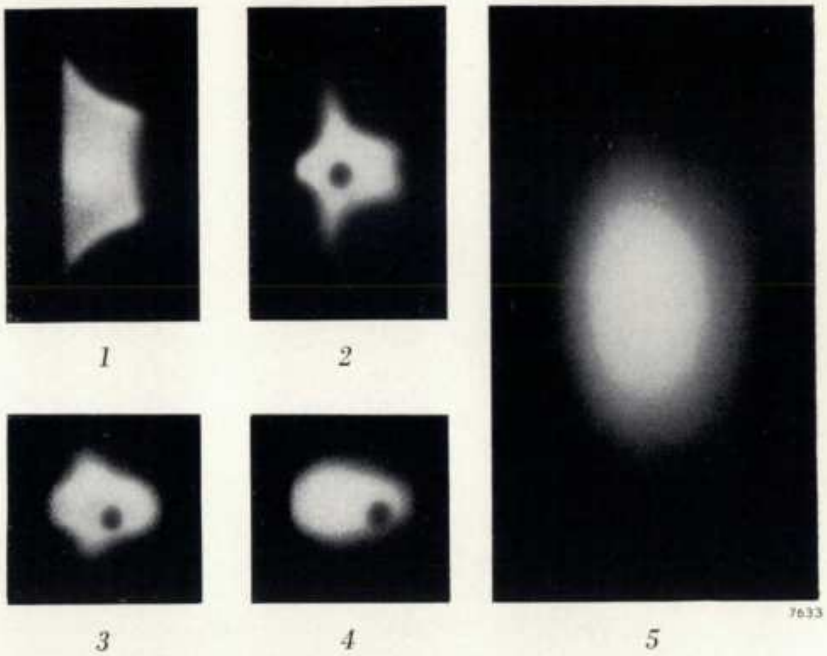


Fig. 12. Doorsnee (ware grootte) van de bundel (protonen) in het magnetische kanaal op de in fig. 10 met *1* tot *5* aangegeven punten. De figuren zijn verkregen door op de genoemde plaatsen enige seconden een plaatje koper in de bundel te houden, waardoor dat plaatselijk radioactief werd, en het vervolgens op fotografisch papier te leggen (autoradiogram). De gaatjes in *2*, *3* en *4* geven het midden van het kanaal aan.

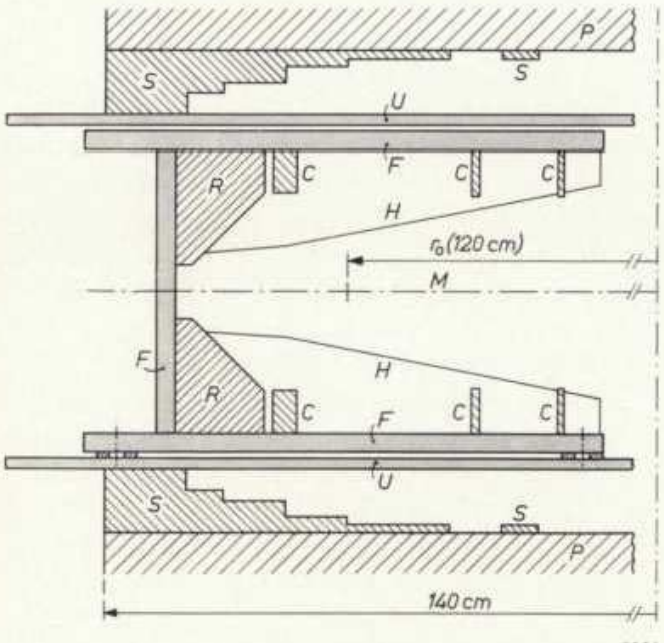


Fig. 13. Schematische doorsnede van een der helften van de regenerator. P en S zijn weer de magneetpolen resp. de shimringen. Het regeneratorveld wordt gerealiseerd door middel van de stalen blokken R. De blokken en platen C hebben weer een corrigerende functie. R en C zijn op dezelfde wijze gemonteerd als de kanaalsegmenten (zie fig. 11), met dien verstande dat de constructie nog verstevigd is door de twee ribben H. De afmetingen van de vier blokken R zijn: 200 mm lang, 75 mm breed, 97,5 mm hoog buiten en 37,5 mm hoog binnen.

De veldverstoringen die een ion dat de regenerator passeert, ontmoet op een baan met een straal van 127 cm, vindt men weergegeven in *fig. 14*. *Fig. 15* ten slotte geeft een overzicht van het kanaal en de regenerator.

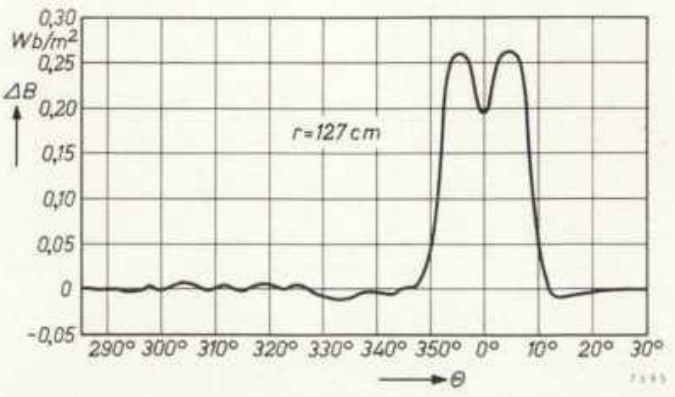


Fig. 14. Het verschil ΔB tussen de inductie B in (en rondom) de regenerator en de gemiddelde waarde van B buiten de regenerator op een cirkel met een straal van 127 cm. De abscis is het azimut Θ van de punten van deze cirkel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel II. De belangrijkste gegevens betreffende het magnetische kanaal. De segmenten zijn genummerd in de volgorde waarin ze door de ionen doorlopen worden.

Segment	Lengte mm	Dikte binnenwand mm	Dikte buitenwand mm	Wijdte mm	Hoogte mm	Velddaling in het midden 10^{-4} Wb/m²	Gradiënt 10^{-6} Wb/m³	Staalsoort
I	100	7,5	7,5	12	35	−3100	−1490	kobaltstaal
II	100	10,0	—	—	37,5	− 800	− 186	,,
III	150	12,5	—	—	40	−1375	− 62	,,
IV	150	15,0	15,0	15	40	− 545	−1140	,,
V	200	25,0	—	—	40	− 376	+1211	,,
VI	200	30,0	30,0	20	60	− 604	− 727	vloeistaal
VII	200	30,0	30,0	20	60	—	− 640	,,
VIII	250	25,0	15,0	30	60	—	+ 60	,,
IX	250	35,0	—	43	80	—	+ 380	,,

Veldcorrectie en justering van het extractiesysteem

Bij het aanbrengen van de aanstonds te bespreken correcties van het magneetveld en bij de justering van kanaal en regenerator is gebruik gemaakt van een lichte, soepele, stroomvoerende koperdraad die als „baansimulator" gefungeerd heeft [10]). We bespreken eerst, aan de hand van *fig. 16*, in het kort het principe van deze methode.

In deze figuur stelt de kromme de — volmaakt flexibel gedachte — stroomdraad voor. Deze is vastgemaakt in de punten *X* en *Y*. De krachtlijnen van het veld *B* staan loodrecht op het vlak van tekening. Op ieder element Δs van de draad werkt in dit vlak

[10]) Zie G. R. Lambertoon, UCRL 33-66.

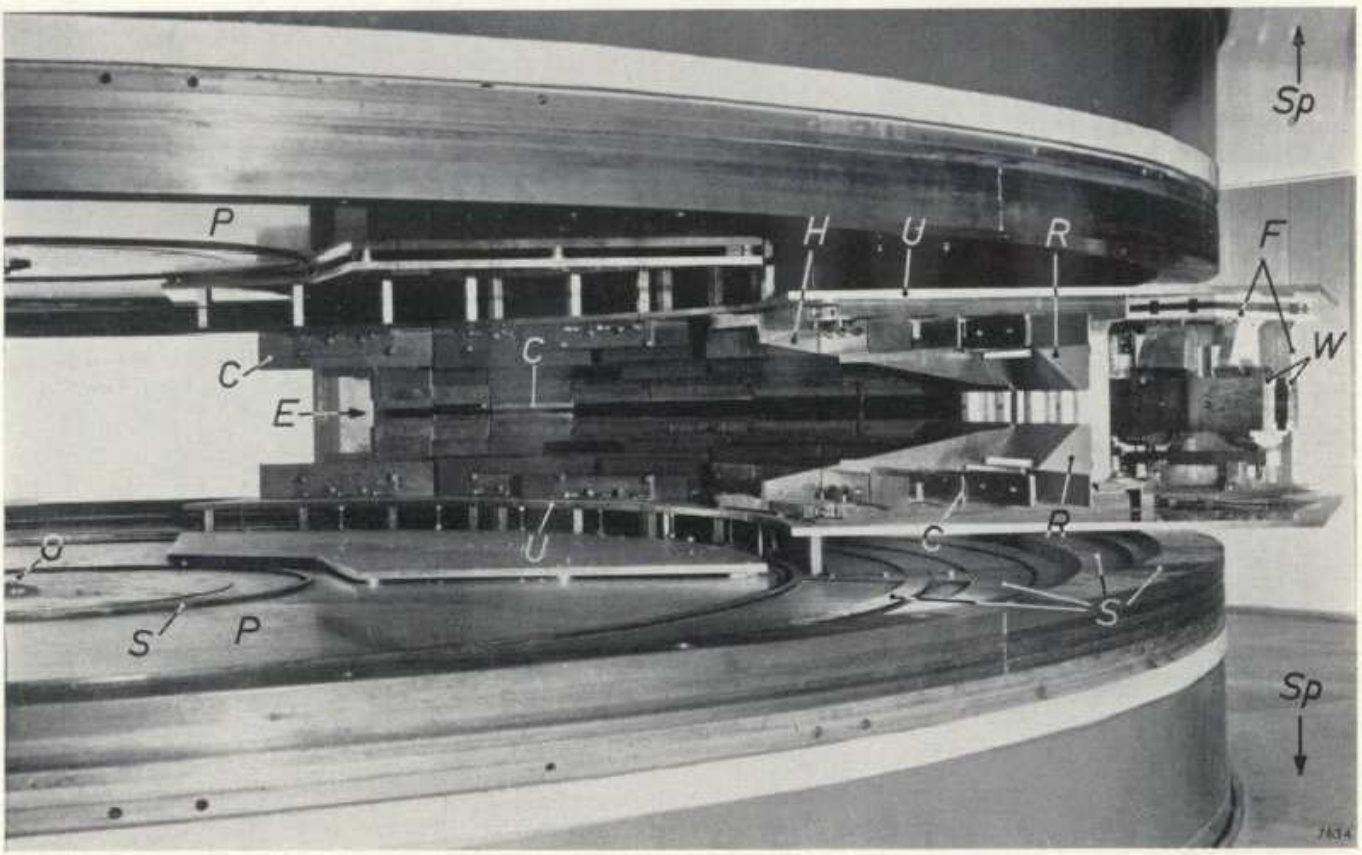


Fig. 15. Het extractiesysteem, gefotografeerd tijdens de bouw van het cyclotron. De letters hebben dezelfde betekenis als in fig. 10, 11 en 13. Geheel rechts kan men de wanden *W* van het laatste kanaalsegment duidelijk onderscheiden (bij de definitieve justering is de buitenwand van dit segment weggelaten, zie tabel II). De wand van de segmenten *I* tot *VII* ziet men links van de regenerator *R* als donkere partij tussen de correctieplaten *C*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een lorentzkracht ter grootte $IB\Delta s$ loodrecht op de richting van I. In de evenwichtstoestand heeft de draad een zodanige vorm dat deze kracht voor ieder element gelijk en tegengesteld is aan de radiale component $K\Delta a$ van de mechanische spanning K in de draad. In formule:

$$K\Delta a = -IB\Delta s.$$

Nu is $\Delta s = r\Delta a$, zodat men deze formule kan herleiden tot $K/I = -Br$. Hieruit volgt dat de vorm van de draad zodanig is dat in ieder punt het produkt Br dezelfde waarde heeft; K en I zijn immers in de gehele draad dezelfde.

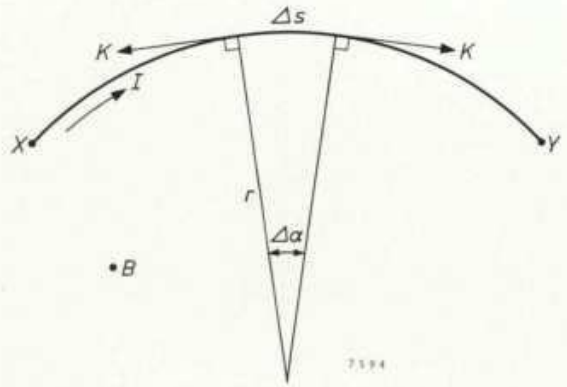


Fig. 16. Ter verklaring van het gebruik van een in twee punten X en Y vastgezette stroomvoerende draad als „baansimulator".

Hetzelfde geldt echter ook voor de baan van een ion (verg. 1); het produkt Br is immers evenredig met de impuls. De draad geeft ons dus direct de vorm van een bepaalde ionenbaan. Zijn van een baan drie punten bekend, dan behoeft men I en K in het geheel niet te meten, maar men maakt de draad zo lang dat hij ook het derde punt passeert. De beide uiterste punten zijn ook hier weer de vaste, op het tussengelegen punt stelt men in. Als men de stroom I flink groot kiest, mag het gewicht van de draad verwaarloosd worden.

We hebben een hardgetrokken gelakte koperdraad gebruikt met een diameter van 0,25 mm en een stroom van 3 A. Bootst men daarmee in het cyclotronveld een ionenbaan na van een proton van 157 MeV (bij een B-waarde van 1,57 Wb/m^2 heeft die een straal van 120 cm), dan is de spankracht in de draad ca. 6 newton.

Er zij nog opgemerkt dat de lorentzkracht op een element van de draad dus tegengesteld gericht is aan die welke op een bewegend ion werkt. Buiten het symmetrievlak drijft de verticale component van deze kracht de draad van dit vlak weg, in plaats van ernaar toe zoals bij een ion. We komen hierop dadelijk terug bij de bespreking van de diverse toepassingen.

Veldcorrecties

De veldcorrecties die met behulp van de stroomdraadmethode zijn uitgevoerd, zijn 1) een symmetrievlakcorrectie en 2) een middelpuntscorrectie.

Bij de constructie van het extractiesysteem is verondersteld dat het magnetische symmetrievlak, waarin de evenwichtsbanen van de ionen immers liggen, samenvalt met het geometrische symmetrievlak. Zelfs bij de meest zorgvuldige constructie van magneet en spoelen kan het gebeuren dat dit niet het geval is. De wijze waarop we dit bij het onderhavige cyclotron hebben onderzocht, vindt men geschetst in *fig. 17*. De einden van de stroomdraad zijn vastgemaakt aan een verticaal pennetje, dat zich op een drijvertje bevindt. De draad kan zich dus in horizontale richting vrij bewegen. Eventueel verplaatst men het bakje met water waarin het geheel drijft, een eindje. Om te vermijden dat de draad beïnvloed wordt door radiale krachten die niet ook in werkelijkheid op een ion werken, is de toevoer getwist en op een tweede drijvertje gezet.

Door de draad op een drijvertje te monteren, hebben we de verticale instabiliteit die, naar we zojuist aanstipten, een vrij zwevende draad zou aankleven, opgeheven, met behoud echter van een zekere verticale bewegingsmogelijkheid. Men vindt nu de positie van het symmetrievlak ter plaatse van het ophangpunt van de draad, door die hoogte van het waterniveau in het bakje te zoeken waarbij een verandering van de stroom I die door de draad vloeit, de verticale positie van het drijvertje niet beïnvloedt. Bevindt de draad zich buiten het symmetrievlak, dan zal vergroting van I de evenwichtspositie verschuiven naar een punt dat nòg verder

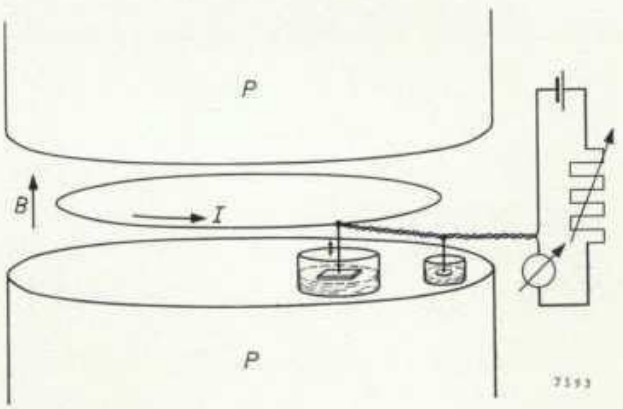


Fig. 17. Schematische voorstelling van de wijze waarop de stroomdraadmethode wordt gebruikt voor het opzoeken van het magnetische symmetrievlak en van het middelpunt van het cyclotronveld. De beide uiteinden van een draad, die een volledige cirkel vormt, bevinden zich hier op een pennetje dat verticaal op een drijvertje gezet is. Als het ophangpunt zich in het symmetrievlak bevindt, heeft variatie van I géén invloed op de inzinkdiepte van het drijvertje. In het horizontale vlak kan de stroomdraad zich vrij bewegen. Hij stelt zich in op een cirkel die concentrisch is met het magnetische middelpunt van het cyclotronveld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van dit vlak verwijderd is. Door op vele plaatsen zo'n meting uit te voeren, kan men het gehele symmetrievlak in kaart brengen.

Uit dergelijke metingen bleek dat aanvankelijk het magnetische symmetrievlak licht gekromd was. In het centrum viel het samen met het geometrische, op een straal van 120 cm lag het er 12 mm boven. Vooral in verband met de beperkte hoogte van de ingang van het magnetische kanaal (ca. 40 mm) was dit bezwaarlijk. Het euvel is gecorrigeerd door de asymmetrie die de ijzerkern van de magneet blijkbaar aankleeft, te compenseren met een tegengestelde asymmetrie in de spoelen. De onderste magneetspoel is daartoe geshunt met een weerstand van 15,5 Ω. Door de bovenspoel gaat nu een stroom van 635 A en door de onderspoel een stroom van 615 A. De afwijking is op die wijze teruggebracht tot minder dan 2 mm.

De middelpuntscontrole, die we thans zullen bespreken, betrof de vraag in hoeverre het middelpunt van een ionenbaan samenvalt met het geometrische middelpunt van de magneet. Het zal duidelijk zijn dat men dit eveneens met de opstelling van fig. 17 kan onderzoeken. Afwijkingen treden op indien een cyclotronveld niet zg. azimutaal homogeen is. In een cyclotron met regeneratief extractiesysteem worden inhomogeniteiten veroorzaakt door de regenerator en het kanaal: hun invloed is, zolang men niet gecorrigeerd heeft, tot op kleine straal merkbaar. De aanwezigheid van dergelijke inhomogeniteiten is in hoge mate ongewenst. Ze bevorderen het optreden van radiale oscillaties — op soortgelijke wijze als de regenerator — en hebben daardoor een ongunstige invloed op de intensiteit en de energiespreiding van de uitwendige bundel: ionen die sterke radiale oscillaties uitvoeren, kunnen reeds onder invloed van de regenerator komen en geëxtraheerd worden voordat ze de energie bereikt hebben die overeenkomt met een baanstraal van 120 cm.

De controle is uitgevoerd door telkens van vier punten, twee aan twee ongeveer diametraal tegenover elkaar, de radiale positie te bepalen. De gevonden afwijkingen zijn gecorrigeerd door de inductie plaatselijk te vergroten met behulp van dunne plaatjes (dikte 1 mm), die symmetrisch ten opzichte van het symmetrievlak tegen boven- en onderpool geschroefd zijn. De magnetische middelpunten van banen met een straal tussen 30 cm en 115 cm liggen nu op minder dan één cm afstand van het geometrische middelpunt van de magneet.

Justering van magnetisch kanaal en regenerator

Voor het zoeken naar de definitieve plaats van het magnetische kanaal (*fig. 18*) werd één eind van de stroomdraad vastgezet op de cirkel met $r = 120$ cm in het berekende voorlaatste knooppunt N_1 (vgl. fig. 9) van de baan die in het kanaal uitloopt. Het andere eind werd door het (voorlopig gemonteerde) kanaal gebracht en een eindweegs daarbuiten vastgezet in een punt dat we Z zullen noemen. De lengte werd zodanig ingesteld dat de draad het berekende laatste knooppunt N_2 passeerde. De positie van Z was zo gekozen dat de verbindingslijn van Z met de uitgang van het kanaal voldeed aan de vermelde richtingseis voor de uitwendige bundel (hoek van 30° met de hoofdas van het cyclotron).

Vervolgens werd die positie van het kanaal gezocht waarbij de draad precies door het midden ervan liep. Door het bevestigingspunt Z naar weerszijden te verschuiven, zodanig dat de draad nog juist niet de wanden van het magnetische kanaal raakte (zie streeplijnen in fig. 18), werd bepaald welk gedeelte van de ionenbundel die de mond van het kanaal binnengaat, de uitgang van het kanaal bereikt en welke horizontale divergentie de uitwendige bundel zou hebben. Aanvankelijk was alleen het vijfde segment van het magnetische kanaal enkelwandig uitgevoerd. Uit berekeningen — de stroomdraadmetingen bevestigden dit — bleek dat bij deze configuratie van het kanaal slechts een 1,5 mm breed gedeelte van de bundel die op de mond van het kanaal viel, de uitgang van het kanaal zou bereiken.

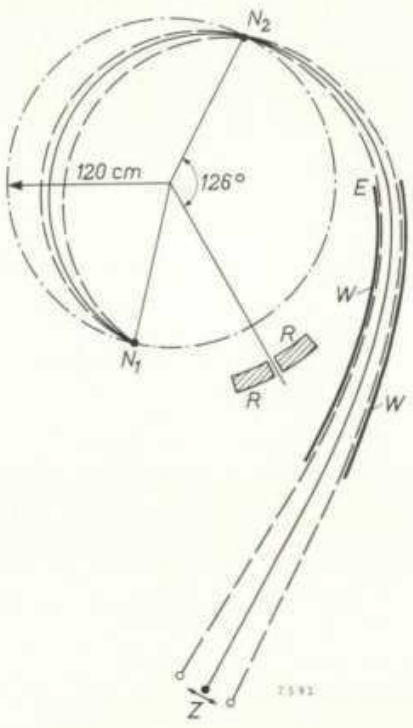


Fig. 18. Het opzoeken van de beste positie van het kanaal W met behulp van de stroomdraad. De einden van de draad zijn resp. vastgezet in het berekende voorlaatste knooppunt N_1 van de baan die de ionen beschrijven, en in een uitwendig punt Z. De lengte werd zodanig ingesteld dat de draad door het berekende laatste knooppunt N_2 ging.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Zoals reeds werd vermeld, is de radiale defocussering in het magnetische kanaal, die oorzaak was van dat slechte resultaat, aanzienlijk verminderd door ook de segmenten *II*, *III* en *IX* enkelwandig uit te voeren (zie tabel II). De hiermee gepaard gaande vermindering van de afbuiging maakte het noodzakelijk de mond van het kanaal 2 cm meer naar buiten te plaatsen. Uit de stroomdraadmetingen bleek dat nu een 8 mm breed gedeelte van de bundel die op de mond van het kanaal zou vallen, de uitgang van het kanaal zou bereiken. Neemt men in aanmerking dat de kanaalmond zelf slechts 12 mm wijd is, dan is dit een zeer bevredigend resultaat.

Voor het nauwkeurig vaststellen van de beste regeneratorpositie werden er met de stroomdraad twee verschillende controlemetingen gedaan. De eerste betrof een onderzoek omtrent de vraag of de opwekking van de gedwongen trillingen met toenemende amplitude inderdaad begon op een straal van 120 cm. Hiertoe werd weer gewerkt met een „gesloten" draad ter lengte $2\pi \times 120$ cm op een drijvertje (vgl. fig. 17). De draad werd in het cyclotronveld opgesteld terwijl de regenerator zover mogelijk naar buiten geschoven was. Daarna werd de regenerator (radiaal) naar binnen geschoven en werd nauwkeurig de positie bepaald waarbij de draad instabiel werd. We noemen deze positie R_1.

De tweede meting werd gedaan met de draadopstelling die men geschetst ziet in *fig. 19*. Deze verschilt van die van fig. 18 slechts daarin dat het „inwendige" vaste uiteinde is verplaatst naar een punt L „vóór" de regenerator, gelegen op de berekende baan van een ion dat vanaf N_1 de (getrokken) baan van fig. 18 volgt ($\Theta = -27{,}5°$, $r = 128{,}8$ cm; de azimuthoek Θ wordt gemeten vanaf de regenerator). Aanvankelijk was de regenerator zover mogelijk naar buiten geplaatst. De lengte van de draad werd zodanig ingesteld dat hij de knooppunten N_1 en N_2 op gelijke afstanden (resp. aan de binnen- en de buitenkant) passeerde. Vervolgens werd de regenerator naar binnen geschoven en werd de positie opgezocht waarbij de draad de evenwichtsbaan $r = 120$ cm juist in N_1 en N_2 sneed. De draad loopt dan, omdat de bij N_1 en N_2 behorende kanaalpositie eerder was opgezocht (zie hierboven), automatisch door het midden van het kanaal. We noemen deze regeneratorpositie R_2.

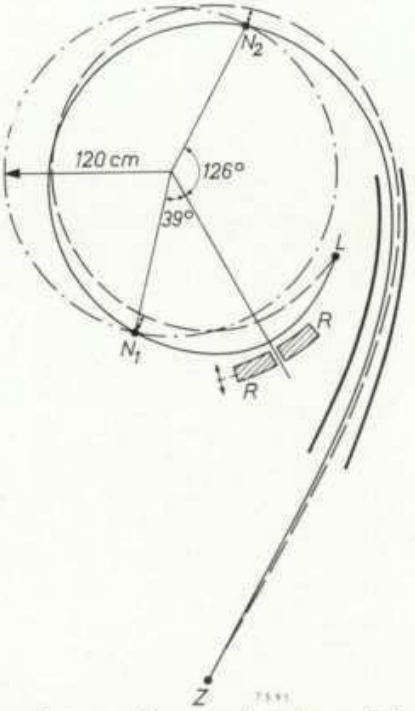


Fig. 19. Voor het opzoeken van de juiste radiale positie van de regenerator R werd het inwendige vaste uiteinde van de stroomdraad opgesteld in het punt L ($\Theta = -27{,}5°$, $r = 128{,}8$ cm), gelegen op de berekende baan van een ion dat vanaf N_1 de baan van fig. 18 volgt. De regenerator werd van buiten naar binnen geschoven totdat de draad door de knooppunten N_1 en N_2 ging.

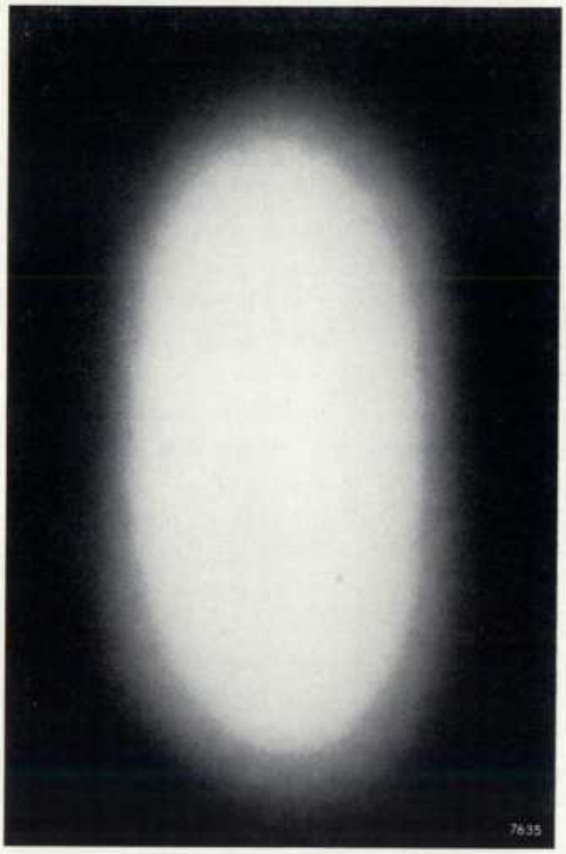


Fig. 20. Autoradiogram (ware grootte) van de doorsnee van de uitwendige bundel (protonen), 3 m achter de uitgang van het extractiesysteem. De quadrupoollenzen (*2* in fig. 1) waren tijdens het maken van deze opname niet in werking.

Het bleek dat de regeneratorposities R_1 en R_2, en de van te voren berekende regeneratorpositie die gebruikt was bij het aanbrengen van de correctieplaten, onderling minder dan één millimeter verschilden.

Fig. 20 toont ten slotte nog een autoradiogram van de doorsnede van de uitwendige bundel (i.c. protonen) 3 m achter de uitgang van het extractiesysteem.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het karakter van de uitwendige bundel

Indien men geen bijzondere maatregelen treft, is de stroom van versnelde ionen die een synchrocyclotron levert, niet continu maar hij bestaat uit korte stoten, die elkaar opvolgen met een tussentijd die gelijk is aan de trillingstijd van de modulator. In het onderhavige cyclotron is de duur van deze stoten ca. 25 μs en de tussentijd ca. 2200 μs, d.w.z. de stroom in de stoten is ca. 100× zo sterk als de gemiddelde stroom.

Na de voltooiing van het hier beschreven cyclotron is door de gebruikers ervan een inrichting aangebracht die de stoten „uitsmeert", zodat een min of meer continue stroom van ionen wordt verkregen [11]). Door het uitsmeren van de stoten wordt de maximale impulsdichtheid die de bij de onderzoekingen gebruikte telapparatuur te verwerken krijgt, aanzienlijk kleiner, zodat de fractie *niet* geteld deeltjes (of quanta) afneemt en bij coïncidentiemetingen het aantal toevallige coïncidenties. De precisie van de metingen neemt daardoor toe en de meettijd kan aanmerkelijk verkort worden. Het uitsmeren gaat als volgt in zijn werk.

Door de oscillator telkens uit te schakelen gedurende dat deel van de modulatieperiode waarin de frequentie de laagste waarden zou doorlopen, worden de ionen net niet tot een zodanige energie versneld dat ze onder invloed van de regenerator komen en geëxtraheerd worden. Ze blijven op de laatst bereikte baan rondcirkelen en bevolken na korte tijd de gehele cirkelomtrek. Na het uitschakelen van de versnellende spanning is er immers niet langer sprake van fazestabiliteit en doet de invloed van kleine energieverschillen zich snel gevoelen. De energie die de ionen nog te kort komen om geëxtraheerd te kunnen worden, wordt ze meegedeeld door middel van een hulpelektrode. (In fig. 1 en 10 zou deze dicht bij de rechter zijwand van de versnellingskamer getekend moeten worden tussen de regenerator en de slede voor de ionenbron.) Deze elektrode is verbonden met een hoogfrequentiegenerator van gering vermogen, waarvan de gemiddelde frequentie gelijk is aan de gemiddelde waarde van de frequenties die de grote generator anders in de rustperiode doorlopen zou hebben. De frequentie van deze kleine generator wordt zeer snel gemoduleerd (modulatiefrequentie b.v. 30 000 Hz, frequentiezwaai b.v. 300 kHz). Door deze zeer snelle frequentiemodulatie, gecombineerd met het feit dat de ionen niet meer als groep circuleren doch gelijkmatig over de cirkelomtrek verdeeld zijn, wordt er per frequentiezwaai (van de kleine generator) van de ionen die anders samen één stoot zouden leveren, slechts een kleine fractie versneld tot de energie waarbij extractie mogelijk is. Merkwaardig genoeg kan dit proces nog enige tijd worden voortgezet nadat de hoofdgenerator weer is ingeschakeld en is begonnen met het versnellen van een volgende groep ionen: de stoot kan dus inderdaad uitgesmeerd worden. De gemiddelde intensiteit van de bundel bedraagt hierbij al naar de omstandigheden 20 tot 25% van die welke men anders verkrijgt.

III. BEREKENING EN ONTWERP VAN HET BUNDEL-EXTRACTIESYSTEEM

Bij de berekening en het ontwerp van het bundelextractiesysteem, hebben we, in verband met de grote radiale amplitudes die in de laatste faze van de extractie optreden, niet alleen gewerkt met de in deel II genoemde baanvergelijkingen (5) en (6), maar, waar dat nodig was, ook met de nauwkeuriger vergelijkingen:

$$r'' = -r\frac{rB - r_0B_0}{r_0B_0} = \\ = -\frac{r}{r_0}\left(r - r_0 + r\frac{B - B_0}{B_0}\right), \qquad (7)$$

$$z'' = z\frac{r^2}{r_0B_0}\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}z}. \qquad (8)$$

Hierin is B_0 een verkorte schrijfwijze voor $B(r_0)$ en $r'' = \mathrm{d}^2r/\mathrm{d}\Theta^2$ enz. Het voornaamste verschil met de vroeger genoemde vergelijkingen is, dat B hier niet is benaderd door $B_0 + (\mathrm{d}B/\mathrm{d}r)(r-r_0)$. Laat men de amplitude tot nul naderen, dan gaan (7) en (8) over in (5) en (6).

De vergelijkingen (7) en (8) zijn geheel aangepast bij de situatie die tijdens de extractie optreedt: de amplitude van de radiale oscillaties wordt dan groot terwijl die van de verticale klein blijft. Zoals men ziet, is dan ook de, in (5) en (6) verwaarloosde, koppeling tussen de radiale en de verticale oscillatie thans wèl in rekening gebracht in de vergelijking van de verticale oscillatie — in (8) komt r voor en mag niet benaderd worden door r_0 — maar niet in die voor de horizontale. Het verwaarlozen van de invloed van de verticale oscillatie op de horizontale is een essentiële eigenschap van de in dit deel van het artikel te bespreken rekenmethode. Uit numerieke berekeningen waarin de laatstgenoemde invloed wèl in aanmerking genomen was, is gebleken dat deze verwaarlozing toelaatbaar is.

[11]) Zie A. Cabrespine, J. Phys. Radium **21**, 332, 1960. Deze wijze van uitsmeren van de impulsen berust op een idee van R. Keller (Int. Conf. on high energy accelerators and instrumentation, CERN, 1959, 187).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Daar de afmetingen van een regenerator in de baanrichting klein zijn ten opzichte van de golflengte van de oscillaties die de ionen uitvoeren, hebben we de regenerator in de berekeningen vervangen gedacht door een equivalente oneindig dunne regenerator. De sterkte daarvan kan men karakteriseren door een functie I die uitsluitend van r afhangt:

$$I(r) = \int \frac{\Delta B}{B_0} r_0 \, \mathrm{d}\Theta. \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Hierin is ΔB het verschil tussen het veld in de regenerator en dat erbuiten, beide op straal r. Kent men de regenerator het azimut $\Theta = 0°$ toe, en geeft men symbolisch de grootheden direct voor de regenerator de coördinaat $-0°$ en die erachter $+0°$, dan kan men door integratie uit (7) en (8) afleiden dat voor iedere passage van een ion voor de radiale beweging geldt:

$$r(+0) = r(-0), \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10a)$$

$$r'(+0) = r'(-0) - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 I(r), \quad \ldots \quad (10b)$$

en voor de verticale:

$$z(+0) = z(-0), \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11a)$$

$$z'(+0) = z'(-0) + z\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}r}. \quad \ldots \quad (11b)$$

We zullen thans eerst kort schetsen hoe men de baan van een ion kan vinden als de functie $I(r)$ bekend is. Daarna zullen we uiteenzetten hoe we, omgekeerd, uitgaande van een verlangde baanvorm, tot het ontwerp van een geschikte regenerator gekomen zijn.

Bij de berekening van het gedrag van een ion in een cyclotron met regeneratieve bundelextractie verdeelt men de geschiedenis van het ion in vier periodes:

a) De periode waarin het op de normale wijze versneld wordt.

b) De periode waarin onder invloed van de regenerator de vrije oscillaties overgaan in gedwongen oscillaties. De amplitudes zijn hier nog klein. Deze periode is van belang voor de spreiding in de energie van de geëxtraheerde ionen [12]).

c) Een periode waarin de amplitude van de gedwongen oscillaties eveneens nog klein is, maar toch reeds zo groot dat men de vergelijkingen (5) en (6) niet meer kan gebruiken. De periodes *b* en *c* omvatten samen een groot aantal omwentelingen.

d) De laatste periode voordat het ion het magnetische kanaal binnengaat. In deze periode, die slechts enkele omwentelingen omvat, neemt de amplitude snel toe (vgl. fig. 9). Om een zo goed mogelijk werkende regenerator te vinden en om het kanaal te kunnen ontwerpen, dient vooral deze periode nauwkeurig geanalyseerd te worden.

We onderzoeken nu het gedrag gedurende de periodes *c* en *d* en beschouwen daarbij steeds de radiale en de verticale oscillatie afzonderlijk. We beginnen met periode *d* en nemen daarbij even aan dat we de oscillatietoestand aan het eind van periode *c* kennen.

Het radiale gedrag (buiten de regenerator) van een ion op een baan met „evenwichtsstraal" r_0 beschrijven we als het verloop van de afwijking $\varrho = r - r_0$ langs de baan. Men vindt dit voor periode *d* door met behulp van een rekenmachine de vergelijking (7) op te lossen voor het rondom $r = r_0$ gemeten verloop van $B(r)$ en voor een zekere gekozen waarde van de amplitude ϱ_{max}. Het is het eenvoudigst om hierbij niet uit te gaan van de amplitude ϱ_{max} zelf, maar van de helling ϱ_0' van de baan ten opzichte van de evenwichtsbaan in het punt waar deze elkaar snijden. Voorbeelden van dergelijke oplossingen voor het onderhavige cyclotron vindt men in *fig. 21*. Men ziet in deze figuur duidelijk hoe de oscillatie met kleine amplitude nagenoeg sinusvormig is, maar die met grote niet. De uitwijkingen naar buiten, waar het ion in het randveld komt, zijn groter en duren langer dan die naar binnen. Als azimutcoördinaat is in fig. 21 niet gebruikt de hoek Θ ten opzichte van de regenerator maar de

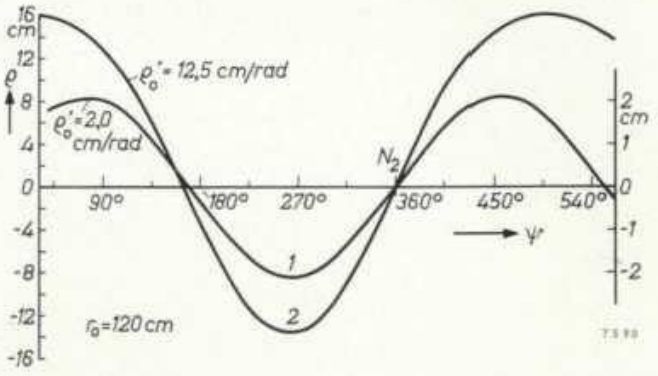


Fig. 21. Oplossingen van de radiale baanvergelijking voor banen met een evenwichtsstraal van 120 cm. Bij baan *1* is ϱ_0' klein (2 cm/rad), bij baan *2* groot (12,5 cm/rad). Op baan *1* komt het ion niet in het randveld; de oscillatie is nagenoeg sinusvormig. Op baan *2* is er een duidelijke asymmetrie: de uitwijking naar buiten is groter dan die naar binnen en duurt ook langer. De oplossingen zijn verkregen door vanuit de nuldoorgang N_2 (vgl. fig. 9) eerst naar kleinere en daarna naar grotere azimutwaarden te gaan. Het ten opzichte van N_2 gemeten azimut wordt aangeduid met ψ.

[12]) Zie b.v. N. F. Verster, Sector-focussed cyclotrons (Proc. Conf. Sea Island, Georgia, 2-4 feb. 1959), blz. 199-202.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

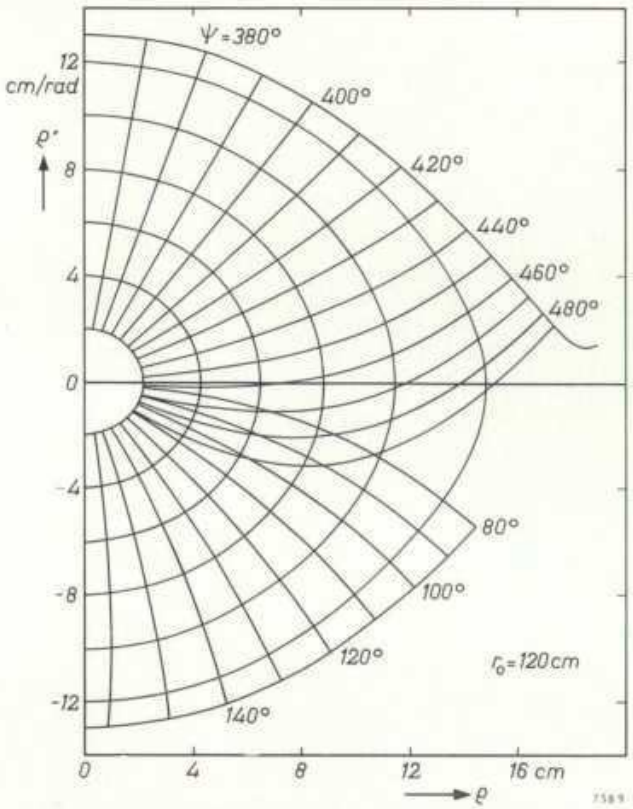


Fig. 22. Fazevlakdiagram ter karakterisering van de aard van de vrije radiale oscillatie van een ion in een cyclotron. Uitgezet zijn de uitwijking ϱ en de afgeleide ϱ' ($= \mathrm{d}\varrho/\mathrm{d}\Theta$) daarvan. De linkerhelft van de figuur (ϱ negatief) is weggelaten. Een stabiele (ongedempte) oscillatie met zekere amplitude wordt gerepresenteerd door een gesloten kromme; bij een harmonische trilling is dat een ellips. (In de figuur is de schaalverhouding zo gekozen dat de ellipsen cirkels worden.) Bij de oscillaties met grote amplitude ziet men duidelijk de invloed van het randveld: de krommen worden ei-vormig. De lijnen door de oorsprong zijn lijnen van gelijke „faze" η (vgl. fig. 9). Daar de oscillatiefrequentie in de regel niet gelijk is aan de cyclotronfrequentie, vallen de isofazelijnen voor b.v. 80° en 440° niet samen. De figuur geldt voor de oscillaties van de ionen in het cyclotron te Orsay om een evenwichtsbaan met een straal van 120 cm.

hoek ψ ten opzichte van de laatste nuldoorgang N_2 van het ion voordat het de regenerator bereikt (vgl. fig. 9). In het volgende zullen we steeds met deze azimutgrootheid werken. De ψ-waarden van de regenerator aan het begin en het einde van een omwenteling noemen we η en $\eta + 360°$. De ligging van de oscillatie ten opzichte van de regenerator karakteriseren we door deze hoek η, die we gemakshalve de „faze" van de oscillatie noemen (vgl. fig. 9).

Behalve in een figuur van het type van fig. 9, kan men de aard van de oscillatie óók grafisch voorstellen in een zg. fazevlakdiagram. Dit diagram toont hoe voor een oscillatie met zekere amplitude de uitwijking ϱ varieert met de radiale „snelheid" ϱ'. Voor elke stabiele oscillatie is de kromme gesloten, voor een sinusvormige oscillatie is het een ellips (*fig. 22*). Deze wijze van voorstellen is bijzonder overzichtelijk.

In de regenerator ondergaat het ion een richtingsverandering, maar r blijft dezelfde (zie verg. 10a) en hetzelfde geldt dus voor ϱ. In het fazevlak gaat het punt dat de toestand beschrijft dus op zeker ogenblik verticaal naar beneden, en wel, blijkens (10b), over een afstand $(r/r_0)^2 I(r)$. De faze η van de radiale oscillatie heeft in het algemeen voor iedere volgende omwenteling een andere waarde. Zoals men ziet, wordt een oscillatie van $\Theta = +0$ tot $\Theta = 2\pi - 0$ (verg. 10) geheel bepaald door ϱ_0' en η.

Thans onderzoeken we het verticale gedrag. We beschouwen weer één omwenteling van $\Theta = +0$ tot $\Theta = 2\pi - 0$, en wel van een ion met radiale oscillatie ϱ_0', η. Beschrijven we het gedrag door middel van de vector $\mathbf{z}$, die z en z' tot componenten heeft — geheel analoog dus aan de beschrijving van de radiale oscillatie in het fazevlak met ϱ en ϱ' —, dan kan men, omdat de verticale baanvergelijking (8) lineair in z is, de componenten van $\mathbf{z}(2\pi - 0)$ vinden uit die van $\mathbf{z}(+0)$ via een stelsel van twee lineaire vergelijkingen. Vat men de vier coëfficiënten van deze vergelijkingen samen in de matrix $||P(\varrho_0', \eta)||$, dan geldt dus:

$$\mathbf{z}(2\pi - 0) = ||P(\varrho_0', \eta)||\, \mathbf{z}(+0) . \quad . \quad . \quad (12)$$

De elementen van de matrix $||P||$ — de vier coëfficiënten dus — kan men op de in *fig. 23* aangegeven wijze vinden uit de twee onafhankelijke oplossingen van vergelijking (8) met resp. de beginvoorwaarden $z = 0$, $z' = 1$ cm/rad en $z = 1$ cm, $z' = 0$.

Schrijven we de vergelijkingen (11), die de invloed van de regenerator op z en z' beschrijven, óók in de vorm van een coëfficiëntenmatrix:

$$R|| = \left\| \begin{matrix} 1 & 0 \\ \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}r} & 1 \end{matrix} \right\| ,$$

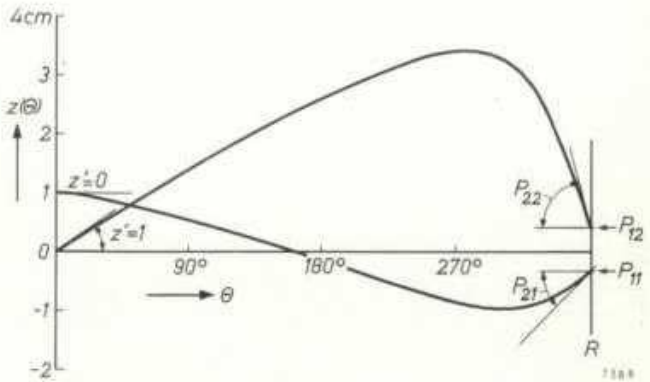


Fig. 23. Men vindt de vier elementen van de matrix $||P(\varrho_0', \eta)||$ die de verandering beschrijft die de verticale oscillatietoestand (z, z') van een ion in één omwenteling buiten de regenerator R ondergaat, door voor de desbetreffende omwenteling de verticale baanvergelijking op te lossen met resp. de beginvoorwaarden $z = 0$, $z' = 1$ en $z = 1$, $z' = 0$, daarbij rekening houdend met de radiale oscillatie. De beide waarden van z en de bijbehorende hellingen van de krommen aan het eind van de omwenteling leveren de desbetreffende vier elementen. De getekende krommen gelden voor het geval $r_0 = 120$ cm, $\varrho_0' = 13{,}0$ cm/rad en $\eta = 110°$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan geldt dus voor een volledige omwenteling:

$$\mathbf{z}(2\pi+0) = ||R|| \times ||P||\,\mathbf{z}(+0) = ||A||\,\mathbf{z}(+0). \quad (13)$$

Voor kleine ϱ_0' geldt verg. (6) nog en is

$$||P|| = \begin{Vmatrix} \cos 2\pi\omega & \frac{1}{\omega}\sin 2\pi\omega \\ -\omega \sin 2\pi\omega & \cos 2\pi\omega \end{Vmatrix},$$

zodat de determinant $|A|$ gelijk één is. Men kan bewijzen dat dit ook voor grote ϱ_0' geldt (mits men voor de baanvergelijking een vorm gebruikt waarin — zoals ook in (8) — niet een term met z' voorkomt). Onderzoekt men een groep ionen van gelijke amplitude h maar met allerlei fazen, dan vormen de punten in het z,z'-vlak die de oscillatietoestand van deze ionen karakteriseren, gezamenlijk een ellips met een oppervlakte $\pi\omega h^2$. Uit het feit dat $|A| = 1$ is, valt te concluderen dat, hoe ook van omwenteling tot omwenteling de vorm van deze ellips moge veranderen, de ingesloten oppervlakte constant blijft.

Gedurende de periode van de extractie waarin de amplitude klein is (periode c), verandert de vorm van $||A||$ per omwenteling slechts zeer weinig („adiabatisch proces"). Gedurende periode d echter verandert $||A||$ zo sterk dat men de elementen van de matrix voor iedere nieuwe omwenteling apart berekenen moet. Door het feit dat periode c (kleine amplitude) een zeer groot aantal omwentelingen omvat, is het voor deze periode niet mogelijk met de matrixmethode de toestandsverandering per omwenteling te volgen. In periode d is dit daarentegen de enig mogelijke methode.

Een voor praktische berekeningen bruikbare behandeling van het gedrag gedurende periode c is, zowel voor de radiale als voor de verticale oscillaties, gegeven door Le Couteur [8]). We vermelden daarvan alleen de resultaten.

In de eerste plaats dan blijkt dat, zoals reeds in II werd vermeld, de faze η, die bij het begin van de deflexie nog geheel bepaald werd door de oorspronkelijk aanwezige vrije oscillatie, convergeert naar een zekere vaste waarde. Deze waarde wordt geheel bepaald door het veld van cyclotron en regenerator en is onafhankelijk van de beginfaze. In de tweede plaats levert deze theorie de z,z'-ellips. (We denken weer aan een groep ionen met aanvankelijk gelijke amplitude en willekeurige faze.) In de derde plaats leert de theorie, op welk punt de „deflexie" begint. Dit blijkt het geval te zijn op de straal waarvoor geldt:

$$\mathrm{d}I/\mathrm{d}r = 2\pi(1 - \sqrt{1-n})\sqrt{1-n}. \quad . \quad . \quad (14)$$

Verder moet, terwille van de verticale stabiliteit, de waarde van $\mathrm{d}I/\mathrm{d}r$ in het gehele regeneratorveld binnen zekere grenzen liggen.

Uitgaande van de waarde van η en van de z,z'-ellips die de theorie van Le Couteur voor een gegeven verloop van $B(r)$ en $I(r)$ levert, kan men de baan die een ion gedurende de laatste periode van de extractie volgt, vinden met behulp van het ϱ,ϱ'-diagram (fig. 22) en de per omwenteling berekende vorm van de matrix $||A||$.

Bij het ontwerpen van het extractiesysteem stond het verloop van $B(r)$ reeds vast en moest er dus gezocht worden naar een daarbij passend verloop van $I(r)$. Daar voor $r_0 = 120$ cm, de straal waarop we de deflexie wilden laten beginnen, de veldindex n de waarde 0,11 heeft, moest ervoor gezorgd worden dat $\mathrm{d}I/\mathrm{d}r$ op deze straal de waarde 0,34 zou krijgen; zie verg. (14). Verder werd er uitgegaan van een azimutale positie van de kanaalmond 60° vóór de regenerator ($\Theta = 300°$). Het meest geschikte verloop van $I(r)$ hebben we nu gevonden door van achter naar voren te werken, d.w.z. door te beginnen met de laatste periode van de extractie.

De eerste stap was het oplossen van verg. (7) voor diverse waarden van ϱ_0' en de gekozen r_0-waarde van 120 cm [13]). Het ϱ,ϱ'-fazevlakdiagram dat aldus werd verkregen, is reeds afgebeeld in fig. 22.

Vervolgens is voor ieder der banen van fig. 21 voor een aantal gekozen waarden van η tussen 100° en 150° op de eerder beschreven wijze de verticale bewegingsvergelijking (8) opgelost. Dit is steeds geschied over een interval lopend van $\psi = \eta$ tot $\psi = \eta + 360°$. Een voorbeeld van een dergelijke oplossing gaven we reeds in fig. 23. Uit deze gegevens kan (zie fig. 23) voor alle voorkomende gevallen de matrix $||P||$ gevonden worden door interpolatie. We merken omtrent het verloop van $z(\Theta)$ in fig. 23 nog op dat de maximumwaarde gemeten in cm, ongeveer 3,5 maal zo groot is als de beginhelling z' gemeten in cm/rad. Het is gebleken dat deze verhouding bij benadering voor alle gevallen geldt. In het volgende zullen we van deze vuistregel gebruik maken. Ook de waarde van Θ waarbij het maximum optreedt (ca. 270°), is in alle gevallen ongeveer dezelfde.

Ten einde bij het zoeken naar een geschikte $I(r)$ enigszins systematisch te werk te kunnen gaan, hebben we uitsluitend gezocht naar vormen die zodanig zijn dat de faze η gedurende de laatste omwentelingen constant blijft. Deze zijn uit het fazevlakdiagram (fig. 22) gemakkelijk af te leiden door daarin de isofazelijnen $\varphi = \eta$ en $\varphi = \eta + 360°$ te tekenen en vervolgens voor een aantal ϱ-waarden de verticale afstand tussen beide lijnen te meten. Men vindt dan

[13]) De berekeningen zijn uitgevoerd met behulp van de in het Natuurkundig Laboratorium gemaakte kleine experimentele rekenmachine PETER die destijds ter beschikking was. De operateurs van de machine hebben ons bij de berekeningen belangrijke hulp verleend.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

immers het verloop van $-(r/r_0)^2 I(r)$ met ϱ en daarmee dat van $I(r)$. In het gebied van kleine ϱ-waarden zijn de krommen geëxtrapoleerd, en wel zodanig dat ze in de oorsprong aan de rechte $I = 0{,}34\,\varrho$ (zie boven) raken. Het resultaat is weergegeven in *fig. 24*. Gebleken is dat de krommen met goede benadering kunnen worden voorgesteld door de formule $I = 0{,}34\,\varrho + \beta\varrho^2$.

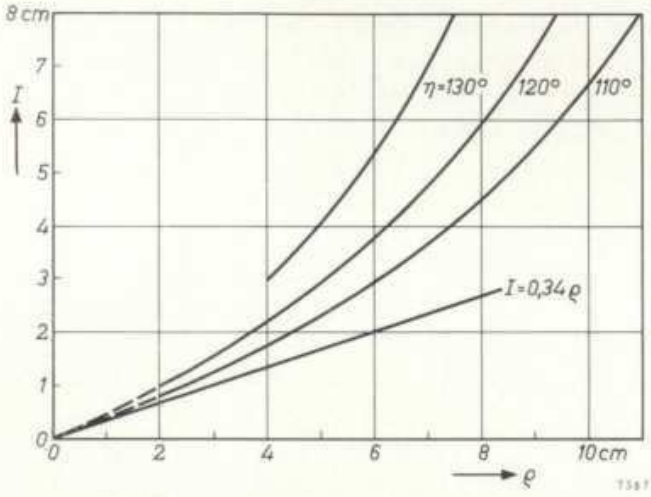


Fig. 24. Het verloop dat het regeneratorveld I moet hebben als functie van r, voor regeneratoren die de faze η van de oscillatie constant houden, zoals dat kan worden afgeleid uit het fazevlakdiagram (fig. 22). Als abscis is de grootheid ϱ $(= r - r_0)$ gebruikt. De krommen gelden voor de bijgeschreven waarden van η. In de oorsprong raken ze alle aan de rechte $I = 0{,}34\,\varrho$.

Ten einde voor ieder van de aldus gevonden regeneratorfuncties de ionenbanen in periode d te kunnen construeren, hebben we eerst de z,z'-ellips berekend zoals die is aan het einde van de voorlaatste extractie-periode, en eveneens de (radiale) faze η. Laatstgenoemde convergeert immers naar een constante waarde, en wel naar de waarde waarop hij in de laatste extractieperiode gefixeerd blijft. (We merken hierbij op dat de kennis van η voor de beschrijving van de voorlaatste extractieperiode zèlf van minder belang is; het is pas nodig η te kennen in de periode waarin de amplitude groot is.) Met behulp van deze gegevens is dan voor een aantal beginvoorwaarden het verdere baanverloop geconstrueerd: wat de radiale oscillatie betreft, dus uit het fazevlak en de beide genoemde isofazelijnen; wat de verticale oscillatie betreft, met behulp van de matrix $||A||$ waarvan men, nu $||P||$ en $I(r)$ bekend zijn, de elementen immers kan berekenen (verg. 13). Zoals gezegd, moest dit laatste voor iedere omwenteling opnieuw geschieden.

Uit deze baanconstructies is voor de ionen die in de kanaalmond terechtkomen, direct de radiale afstand tussen de laatste en de voorlaatste omwenteling te vinden en ook de plaats van de (virtuele) bron van de ionenbundel die het kanaal binnengaat. (De plaats die men afleidt uit de verticale divergentie, hoeft niet samen te vallen met die welke men uit de horizontale vindt.)

Het is nu gebleken dat, voor het verkrijgen van een geschikte radiale toeneming van ϱ, gecombineerd met een niet te grote verticale uitwijking, de waarde van η tussen 110° en 130° gekozen moest worden. Deze conclusie kan men trekken uit een beschouwing van *fig. 25*.

In deze figuur vindt men, voor drie waarden van η, uitgezet tegen ϱ, de boven- en ondergrens van dI/dr die in verband met de verticale „stabiliteit" niet overschreden mogen worden, alsmede het verloop van dI/dr met ϱ voor de met deze η-waarden corresponderende regeneratorvelden (streeplijnen, met helling 2β). De punt-streeplijntjes in deze figuur zijn krommen van constante ϱ_0'. Met behulp van deze kromme kan men nagaan welke de maximaal bereikbare ϱ_0'-waarde, d.w.z. welke de maximaal bruikbare amplitude is bij de desbetreffende η-waarde. Zoals men ziet, neemt deze toe met η.

Het is echter geenszins noodzakelijk om te trachten ϱ_0' zo groot mogelijk te maken. Men behoeft ter plaatse van de kanaalmond $(\Theta = 300°)$ de waarde van $\varrho_n - \varrho_{n-1}$ (die met ϱ_0' en η toeneemt) niet veel groter te maken dan voor het „afschillen" noodzakelijk is.

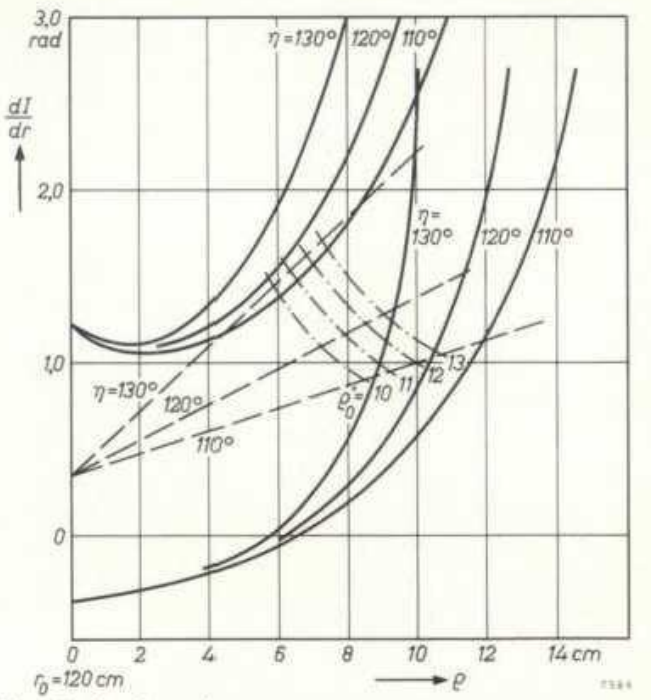


Fig. 25. De eigenschappen van regeneratoren met constante faze in verband met de stabiliteit der ionenbanen tegen verticale oscillaties. Uitgezet is de radiale gradiënt dI/dr van het regeneratorveld tegen de radiale coördinaat ϱ. Getrokken lijnen: de stabiliteitsgrenzen; ieder lijnenpaar geldt voor de bijgeschreven waarde van de fazehoek η. Streeplijnen: het verloop van dI/dr voor regeneratorvelden met constante faze (waarde weer bijgeschreven). Punt-streeplijnen: meetkundige plaats van punten met gelijke waarde van ϱ_0'; de bijgeschreven waarden luiden in cm/rad.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zakelijk is (b.v. 5 cm). Door de waarde groter te kiezen, bereikt men alleen maar dat een kleinere fractie van de ionen de kanaalmond binnentreedt. Een geschikt compromis verkrijgt men met een η-waarde van ongeveer 120°.

Op grond van deze resultaten hebben we drie regeneratorvelden nader geanalyseerd, en wel die met de β-waarden 0,05, 0,07 en 0,09. We noemen deze velden resp. I_1, I_2 en I_3. De waarde van η is voor deze velden niet exact constant — de formule $I = 0{,}34\,\varrho + \beta\varrho^2$ was niet meer dan een goede benadering — en moest daarom per omwenteling bepaald worden. Als beginwaarde werd de waarde gekozen waarvoor de krommen van fig. 24 geconstrueerd zijn. De waarden voor omwentelingen met grotere amplitude zijn gevonden door de desbetreffende baan in het ϱ,ϱ'-vlak te tekenen. Van een punt met de initiale η-waarde gaat men op de ϱ,ϱ'-kromme tot het punt met faze $\eta + 360°$ en dan verticaal naar beneden over de met $I(r)$ corresponderende afstand. Men komt aldus op de isofazelijn corresponderend met de nieuwe faze, enz. Verder werd voor alle drie de velden de baan geconstrueerd die eindigt met een oscillatie waarvoor $\varrho_0' = 13$ cm/rad is. Op de reeds vermelde wijze werden hieruit de componenten van $||P||$ berekend en vervolgens, met behulp van $I(r)$, die van $||A||$. De resultaten vindt men samengevat in *tabel III*. Zoals men ziet, veranderen de elementen van $||A||$ pas sterk gedurende de twee laatste omwentelingen. We hebben daarom de z,z'-ellips die volgens de theorie van Le Couteur voor de eerste periode geldt — deze ellips beschrijft, zoals men zich herinnert, de oscillatietoestand van een groep ionen met aanvankelijk gelijke amplitude en willekeurige faze na het verlaten van de regenerator ($\Theta = +0$) —, gebruikt tot en met de baan n—2. Deze levert dus de verticale structuur van de ionenbundel aan het begin van omwenteling n—1. Van hier af is deze structuur geconstrueerd met behulp van de respectieve vorm van de matrices $||P||$ en $||R||$. Het resultaat daarvan vindt men in *fig. 26*. De vijf ellipsen die in ieder der figuren getekend zijn, gelden resp. aan het einde van omwenteling (n—2), dus juist voor de regenerator, aan het begin van omwenteling (n—1), d.i. juist achter de regenerator, enz. De laatste geldt ter plaatse van de kanaalmond. In fig. 26 is ellips *2* dus die welke met behulp van de theorie van Le Couteur berekend is. Ellips *1* is gevonden door terug te rekenen.

Daar, zoals we gezien hebben, de maximale uitwijking in de z-richting op de laatste omwenteling ongeveer $3{,}5\,z_{max}'(+0)$ bedraagt (vgl. fig. 23), moeten we er dus op letten dat ellips *4* in fig. 26 niet te hoog is. Uit dit oogpunt zijn de regeneratorvelden I_2 en I_3 te prefereren boven I_1. Van deze twee hebben we ten slotte I_2 gekozen, omdat de desbetreffende regenerator iets gemakkelijker te realiseren was en ook omdat het verschil $\varrho_n - \varrho_{n-1}$ op $\Theta = 300°$ hier 5 cm bedroeg, wat voldoende is, tegen 6 cm bij het veld I_3. Een representatie in het ϱ,ϱ'-vlak van de baan van een ion dat onder invloed van de regenerator ten slotte in het kanaal terechtkomt, vindt men in *fig. 27*. Voor het construeren van de baankromme in deze figuur is de $I(r)$-functie van de werkelijk uitgevoerde regenerator gebruikt; deze I-functie is nagenoeg identiek met I_2.

Tabel III. De belangrijkste gegevens betreffende de drie nauwkeurig geanalyseerde regeneratorvelden ($r_0 = 120$ cm). De getallen gelden voor de banen van ionen die op hun laatste omwenteling de evenwichtsbaan passeren met een helling van 13 cm/rad.

Regeneratorveld	Karakt. grootheden van de omwenteling			In de regenerator ($\Theta = 360°$) is:			Bij de kanaalmond ($\Theta = 300°$) is:		Regel 1 t/m 4: de matrix $\|\|A\|\|$ Regel 5: $\|\|P(\Theta = 300°)\|\|$				z_{max}/h voor drie azimutwaarden		
	no.	ϱ_0'	η	ϱ	I	$\frac{r}{r_0}\frac{dI}{dr}$	ϱ	ϱ'	A_{11}	A_{12}	A_{21}	A_{22}	$\Theta = 0°$	$\Theta = 270°$	$\Theta = 300°$
I_1	$n-4$	3,4	121°	3,4	1,72	0,68			−0,38	2,78	−0,49	0,96	0,98	1,5	
	$n-3$	4,6	121°	4,5	2,54	0,82			−0,38	2,65	−0,52	0,99	0,98	1,5	
	$n-2$	6,1	121°	6,2	4,01	1,01	5,5	3,3	−0,39	2,33	−0,54	0,65	0,93	1,5	
	$n-1$	8,5	121°	9,1	7,28	1,35	7,6	4,9	−0,38	1,36	−0,39	−1,25	0,88	1,5	
	n	**13,0**	120°				11,7	8,1	−0,48	3,27	−0,11	−1,37	0,52	2,6	2,6
I_2	$n-4$	3,0	124°	2,8	1,50	0,75			−0,37	2,77	−0,52	1,20	1,00	1,5	
	$n-3$	4,0	124°	3,8	2,32	0,90			−0,36	2,67	−0,55	1,33	1,00	1,5	
	$n-2$	5,4	124°	5,3	3,79	1,12	5,1	2,7	−0,36	2,42	−0,60	1,25	1,00	1,6	
	$n-1$	7,8	125°	8,1	7,38	1,52	7,3	4,1	−0,35	1,73	−0,63	0,23	0,95	1,6	
	n	**13,0**	125,5°				12,3	7,5	−0,28	3,16	−0,16	−1,74	0,62	1,8	1,7
I_3	$n-4$	2,5	130°	2,1	1,16	0,77			−0,36	2,78	−0,54	1,36	1,02	1,6	
	$n-3$	3,3	130°	3,0	1,95	0,97			−0,34	2,68	−0,58	1,63	1,02	1,6	
	$n-2$	4,8	129°	4,5	3,87	1,27	4,6	2,0	−0,33	2,50	−0,66	1,88	1,07	1,7	
	$n-1$	7,3	130°	7,2	7,64	1,88	7,1	3,2	−0,32	1,76	−0,77	1,09	1,13	2,0	
	n	**13,0**	130,2°				13,0	6,9	−0,16	3,02	−0,22	−2,09	0,73	1,6	1,4

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vatten we de belangrijkste eigenschappen van de regenerator en van de in deel III van dit artikel beschreven behandelingswijze nog eens samen, dan zien we allereerst dat er een regenerator verkregen is

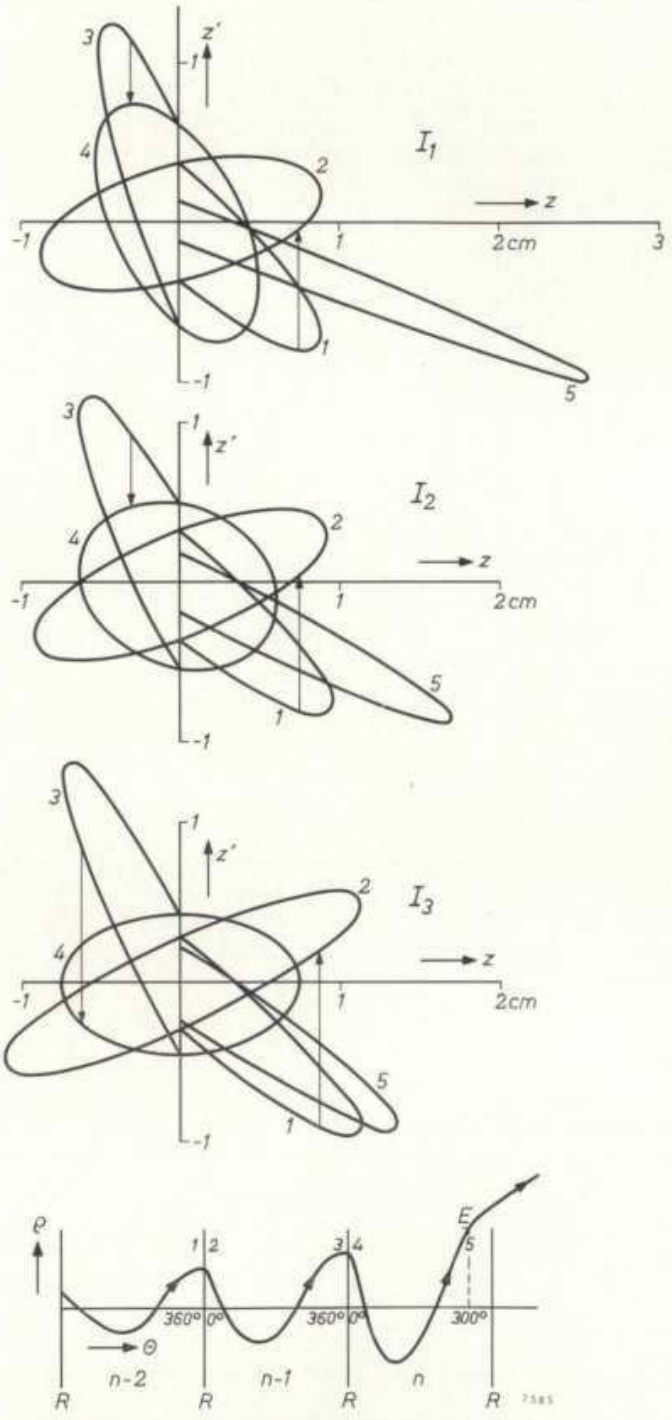


Fig. 26. De verticale structuur van de ionenbundel gedurende de laatste twee omwentelingen, voor de drie volledig doorgerekende regeneratorvelden I_1, I_2 en I_3, voor een groep ionen die vóór het begin van het extractieproces dezelfde (verticale) amplitude hadden en willekeurige faze. Deze structuur wordt beschreven door een ellips in het z,z'-vlak die met toenemende Θ geleidelijk van vorm en positie verandert maar niet van oppervlakte. Van sommige ellipsen is voor de overzichtelijkheid slechts een helft getekend. De vijf ellipsen *1* tot *5* gelden in de volgende punten (zie het onderste figuurtje; vgl. fig. 9): *1* aan het eind van omwenteling $(n-2)$, juist vóór de regenerator; *2* aan het begin van omwenteling $(n-1)$, juist achter de regenerator dus; *3* aan het eind van omwenteling $(n-1)$; *4* aan het begin van omwenteling n; *5* bij de ingang van het kanaal.

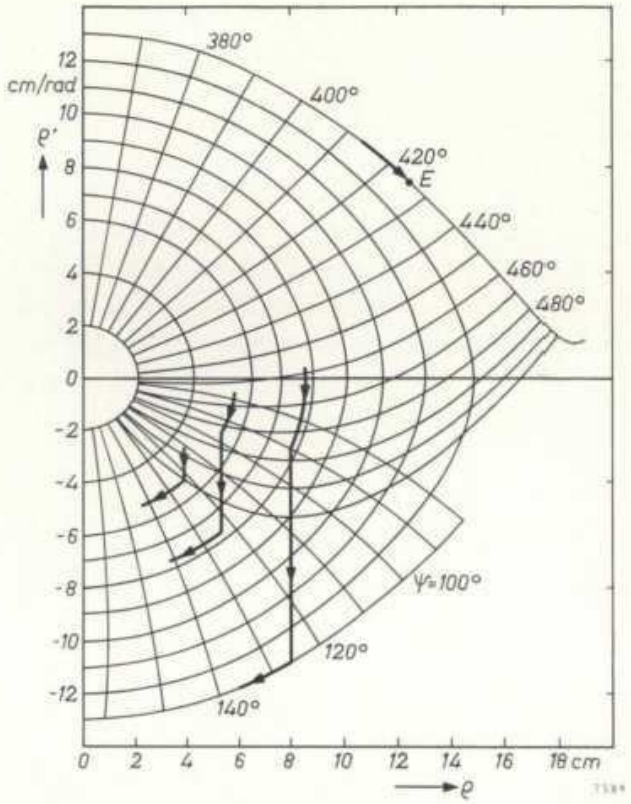


Fig. 27. Fazevlakdiagram van het cyclotron te Orsay (vgl. fig. 22), met daarin getekend de laatste drie omwentelingen van de baan van een ion dat ten slotte in het kanaal terechtkomt. Het punt E representeert de toestand bij het binnengaan van het kanaal.

die aan het eind van de laatste extractieperiode de radiale coördinaat van de ionen op $\Theta = 300°$ per omwenteling voldoende doet toenemen, zonder de hoogte van de bundel sterk te vergroten. De geschetste rekenmethode maakt het bovendien mogelijk om tijdens de bouw van een extractiesysteem snel de invloed na te gaan van afwijkingen tussen het op theoretische gronden gekozen regeneratorveld en dat wat op zeker ogenblik voorhanden is. Het nauwkeurig realiseren van een bepaald veld is nl. uitermate tijdrovend en het is dus van groot belang te kunnen nagaan welke afwijkingen getolereerd mogen worden. Speciaal in het gebied van de laatste omwenteling bleken deze gelukkig vrij groot te zijn. Beschouwen we nl. nog eens de z,z'-ellipsen voor I_2 (fig. 26), dan zien we dat de pijl die het gebeuren tijdens de laatste passage van de regenerator beschrijft, gerust ca. 20% korter of ca. 40% langer mag worden: de vorm van ellips *4* — die de ellips *3* op de z'-as snijdt — verandert daardoor niet zodanig dat de maximumwaarde van z', die immers de maximumwaarde van z bepaalt, ernstig verandert. Daar de lengte van genoemde pijl evenredig is met de gradiënt dI/dr van het regeneratorveld (zie verg. 11b), geldt de genoemde toelaatbare variatie dus ook voor laatstgenoemde grootheid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De invloed van een verandering in I voor grote ϱ op het radiale gedrag kunnen we aflezen uit fig. 27. Hierin resulteert de genoemde variatie van I in een evenredige variatie van de grootste der verticale pijlen. Voor de in de figuur getekende baan betekent dit dat het ondereinde van deze pijl iets lager of hoger komt te liggen. De faze η blijft dus voor grote ϱ niet constant maar neemt iets toe of af. Construeert men voor de nieuwe fazelijn de baan die in E eindigt, dan is deze, wat betreft de toeneming van ϱ gedurende de laatste omwentelingen, nauwelijks minder geschikt dan de getekende.

Samenvatting. Het door Philips voor de universiteit van Parijs te Orsay gebouwde synchrocyclotron is geschikt voor het versnellen van protonen tot ca. 160 MeV en van deuteronen tot ca. 80 MeV. Het hoogfrequentiesysteem, met vliegwielschakeling, is zo ontworpen dat door een eenvoudige verbouwing van de proton- tot de deuteronfrequentie overgegaan kan worden. Met behulp van een radiaal verplaatsbare trefplaat kan men een neutronenbundel van variabele energie produceren. Een bundel-extractiesysteem maakt het mogelijk een uitwendige bundel (protonenergie 157 MeV) te verkrijgen waarvan de intensiteit, al naar gelang van de stroom, 5 tot 12% is van die van de inwendige. Het extractiesysteem induceert een radiale oscillatie van de ionen om hun evenwichtsbaan, die het de ionen mogelijk maakt een magnetisch kanaal binnen te gaan zonder dood te lopen op de kanaalwand en zonder dat de baanstraal zo groot behoeft te worden dat de evenwichtsbaan samenvalt met de cirkel waarop de veldindex de gevaarlijke waarde 0,2 heeft. Vervolgens worden de ionen via het magnetische kanaal naar buiten geleid. De oscillaties beginnen als de baanstraal 120 cm is, en worden opgewekt door een plaatselijke veldverstoring met positieve radiale gradiënt, de zg. regenerator. De amplitude van de verticale oscillaties blijft klein doordat de ionen op een deel van hun baan terechtkomen in het randveld (sterk negatieve gradiënt). De rekenwijze met behulp waarvan een geschikte regeneratorvorm gevonden is, wordt uitvoerig behandeld. Verder worden er besproken de constructie van regenerator en kanaal, diverse metingen aan het magneetveld met behulp van een stroomdraad die een ionenbaan simuleert, alsmede de justering van beide, eveneens met de stroomdraad.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2952: W. van Gool en J. G. van Santen: Sintered cadmium sulphide, a photoconductive ceramic (Special ceramics, Proc. Symp. Brit. Ceramic Res. Ass., red. P. Popper, blz. 252-264, Heywood, Londen 1961).

Beschrijving van de bereiding van fotogeleidende cadmiumsulfidepoeders en van de fabricage van geperste en gesinterde plaatjes hiervan. Voorts wordt het fotogeleidingsmechanisme besproken en er wordt getoond hoe men door de eigenschappen van plaatjes te bestuderen, gegevens over het sinterproces kan verkrijgen. Het is mogelijk gebleken met de beschreven fabricagetechnieken zeer gevoelige fotoweerstanden op grote schaal te fabriceren. (Zie ook Philips techn. T. **20**, 285-295, 1958.)

2953: M. P. Rappoldt en P. Westerhof: Investigations on steroids. XIX. 6-dehydro-9β,10α-progesterone from pregnenolone (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 43-46, 1961, no. 1).

6-dehydro-9β,10α-progresteron is een zeer effectieve progestatieve stof, die door de mond toegediend wordt. Het werd aanvankelijk uit lumisterol$_2$ gemaakt. Men kan echter ook uitgaan van een andere stof, die in grote hoeveelheden beschikbaar is, nl. pregnenolon (pregn-4-en-3β-ol-20-on). Deze stof levert pregna-5,7-dien-3β-ol-20-on door bromering gevolgd door dehydrobromering. Bestraling met ultraviolet geeft de overeenkomstige 9β,10α-verbinding. Oxydatie volgens Oppenauer, gevolgd door isomerisatie door middel van HCl in isopropanol, levert het gewenste eindprodukt.

2954: B. Jansen: A rapid and accurate method for measuring the thickness of diffused layers in silicon and germanium (Solid-state electronics **2**, 14-17, 1961, no. 1).

De dikte van dunne laagjes met een afwijkend elektrisch geleidingsvermogen in een germanium- of siliciumkristal kan gemakkelijk worden gemeten als men profijt trekt van de brosheid van germanium en silicium. Omslachtige slijp- en polijstprocédés zijn dan niet nodig. Het kristal wordt op een bepaalde manier gebroken, waarbij een tamelijk plat sterk glanzend breukvlak ontstaat. Breuklijnen zijn niet storend, omdat ze alle min of meer loodrecht op de lange kanten van het breukvlak staan. P-N-overgangen die nu blootliggen, worden vervolgens als dunne lijnen zichtbaar gemaakt door etsen of door het neerslaan van een metaal langs chemische of electrolytische weg. De afstand tussen deze lijnen of tussen zo'n lijn en een rand van het breukvlak wordt gemeten onder een sterke metallografische microscoop (vergroting 400 of 600×). Laagdikten van ca. 1 μ zijn nog meetbaar. Deze methode is bruikbaar voor gediffundeerde lagen, gelegeerde contacten of combinaties van deze twee, zoals men aantreft als legeringsdiffusie wordt toegepast.

2955: J. Ubbink: Moderne ruisarme versterkers, I. Masers (Ingenieur **73**, O1-O6, 1961, no. 3).

Een inleiding tot de maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Drie typen masers worden besproken. De ammoniakmaser is niet geschikt als versterker, maar is een uitstekende frequentiestandaard. Vastestofmasers die gebruik maken van de magnetische eigenschappen van b.v. robijn (Al_2O_3 met een klein percentage Cr^{3+}-ionen), zijn betere versterkers. De robijn kan op twee manieren worden gebruikt: in een trilholte (opslingereffect) of in een golfpijp (lopende golf). Aan de eerste methode kleven vrij ernstige bezwaren. De lopendegolfmaser is beter, mits men een golfpijp gebruikt waarin de groepssnelheid van de microgolven aanzienlijk kleiner is dan die in de vrije ruimte („langzame-golfstructuur"). Een praktische uitvoering van zo'n maser wordt beschreven.

2956: H. Mooijweer: Moderne ruisarme versterkers, II. Parametrische versterkers (Ingenieur **73**, O23-O32, 1961, no. 7).

Bespreking van het principe van parametrische versterkers. De equivalente ruistemperatuur is hoger dan die van een maser (zie **2955**), maar een parametrische versterker is eenvoudiger te realiseren. Enige gerealiseerde en enige mogelijke uitvoeringen worden beschreven. Het artikel bevat uitvoerige literatuurverwijzingen.

2957: M. J. Sparnaay en J. van Ruler: The adsorption of oxygen gas on germanium and surface conductivity (Physica **27**, 153-162, 1961, no. 2).

Een nieuwe methode om het verband tussen de elektrische oppervlakeigenschappen van halfgeleiders en de adsorptie

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van gassen aan dit oppervlak te bestuderen. Men meet bij kamertemperatuur de weerstand van dunne draadvormige germaniummonokristallen, waarvan de diameter van het midden tot de uiteinden van ca. 10^{-2} mm tot ca. 1 mm verloopt, als functie van de zuurstofdruk tussen 10^{-9} en 10^{-2} mm Hg. Men geeft de monokristallen de gewenste vorm door germanium bij 700 °C en 10^{-2} mm Hg zuurstofdruk af te branden. Met de bedoelde methode kan men oppervlakgeleiding en volumegeleiding gemakkelijk van elkaar onderscheiden. Resultaten verkregen met intrinsiek germanium komen overeen met die van Handler c.s., die met dunne Ge-plaatjes van constante dikte werkten.

2958: J. L. Meijering: On the thermodynamics of the Au-Pt system (Phys. Chem. Solids **18**, 267-268, 1961, no. 2/3).

Commentaar op een publikatie van Weiss en Tauer waarin deze onderzoekers zeggen het fazediagram van het systeem Au-Pt te kunnen berekenen onder uitsluitende gebruikmaking van metingen van de soortelijke warmte. De auteur bewijst dat het volgens de methode van Weiss en Tauer berekende fazediagram principieel afwijkt van het experimentele diagram.

2959: C. Haas: Vibratiespectra van kristallen (Ned. T. Natuurk. **27**, 105-118, 1961, no. 4).

De gegevens die metingen van de soortelijke warmte en het warmtegeleidingsvermogen ons verschaffen over de trillingen in een kristal, zijn moeilijk te interpreteren. De oorzaak is dat alle trillingen in het kristal gezamenlijk tot deze grootheden bijdragen. Dit artikel bevat een bespreking van twee methodes om meer selectieve informatie omtrent de roostertrillingen te verkrijgen, nl. de infraroodspectroscopie en de ramanspectroscopie. Eerst worden de trillingen in een kristal en de wisselwerking met licht mathematisch behandeld. Daarna volgt een bespreking van de absorptie- en reflexiespectra in het infrarood voor enkele eenvoudige kristallen. Ten slotte wordt het ramaneffect in kristallen behandeld.

2960: A. Schmitz: De tunneldiode (Ned. T. Natuurk. **27**, 133-142, 1961, no. 4).

In januari 1958 publiceerde Esaki zijn artikel over de tunneldiode. Een dergelijke diode heeft als meest belangrijke eigenschap een stuk met negatieve differentiaalweerstand in de *I-V*-karakteristiek. Verscheidene onderzoekers hebben zich met de bestudering en de toepassingen van deze diode beziggehouden. Dit artikel geeft een overzicht van wat er tot dusverre op dit gebied bekend is.

2961: M. J. Sparnaay: Elektrische Doppelschichten (Vorträge in Originalfassung des III. Int. Kongr. für grenzflächenaktive Stoffe, Keulen, 12-17 sept. 1960, deel II, blz. 232-253, uitg. Universitätsdruckerei Mainz GmbH).

Bij het grensvlak tussen twee fazen waarin beweeglijke ladingdragers in voldoende mate voorkomen, vormt zich dikwijls een elektrische dubbellaag. Dit verschijnsel is van groot belang in colloïdale systemen, maar ook bij halfgeleiders, zowel wat oppervlakverschijnselen als wat de *P-N*-overgangen betreft. In dit artikel wordt een overzicht gegeven van de theorie van deze dubbellagen voor verschillende gevallen, waarbij op punten van overeenkomst en verschil wordt gewezen.

2962: J. Bergsma, J. A. Goedkoop en J. H. N. van Vucht: Neutron diffraction investigation of solid solutions $AlTh_2D_n$ (Acta crystallogr. **14**, 223-228, 1961, no. 3).

$AlTh_2$ absorbeert gemakkelijk waterstof. Dit artikel beschrijft een onderzoek met behulp van neutronendiffractie naar de wijze waarop de waterstof in het $AlTh_2$-rooster wordt opgenomen. In verband met de techniek van de neutronendiffractie is gebruik gemaakt van deuterium in plaats van gewone waterstof. Onderzocht zijn vaste oplossingen met samenstelling $AlTh_2D_n$, met $n = 0$, 2, 3 en 4. Het blijkt dat de waterstof wordt ondergebracht in tetraëderholten tussen thoriumatomen, net als in thorium dat geen aluminium bevat. Is $n = 4$, dan zijn alle beschikbare tetraëderholten bezet. Bij kleinere waarden van n, waarbij de bezetting dus niet volledig is, is geen regelmaat in de verdeling van de deuteriumatomen over de beschikbare plaatsen gevonden, zelfs niet bij een temperatuur van 82 °K. Vgl. ook Philips techn. T. **23**, 33, 1961 (no. 2).

2963: P. Massini: Self-absorption correction for isotopes emitting weak beta rays (Science **133**, 877-878, 1961, no. 3456).

Als men van een monster radioactief materiaal de straling per mg wil bepalen uit metingen van de geleverde straling, moet men vaak een correctie aanbrengen voor de absorptie door het monster zelf. De correctiefactor wordt dikwijls gegeven als functie van de massa van het monster. Voor β-stralers bestaat er in de literatuur een controverse aangaande de vorm van deze correctiekromme. De auteur laat zien dat de controverse zijn oorzaak kan hebben in verschillen in de geometrie bij de opstelling van monster en stralingsdetector.

2964: H. C. Hamaker: Examples of designed experiments (Industr. Qual. Control **17**, no. 9, 16-20, 1961).

In leerboeken over de toepassing van de statistiek bij experimenteel onderzoek treft men gewoonlijk voorbeelden aan waarbij de proefopzet gegeven is en waarbij de proefresultaten met succes kunnen worden verwerkt door gebruik van gangbare statistische methodes zoals variantieanalyse. In de praktijk heeft men echter dikwijls met andere situaties te maken. Deze publikatie bevat een beschrijving van twee gevallen uit de industriële praktijk waarbij de door de statisticus verleende hulp voornamelijk bestond in het analyseren van het gestelde probleem met de factoren die daarbij een rol spelen, en het aangeven van een doelmatige opzet van een proef of serie proeven op grond van deze voorafgaande analyse. De proefresultaten spraken daarna voor zichzelf en een toepassing van verfijnde statistische methodes voor de verwerking was overbodig.

Dit aspect van de taak van een statisticus wordt in statistische leerboeken onvoldoende belicht. Zie ook Philips techn. T. **22**, 113, 1960.

2965: P. C. van der Willigen: Booglasmethodes voor staal en de rol die de waterstof daarbij speelt (Chem. Weekbl. **57**, 170-176, 1961, no. 14).

Overzicht van de historische ontwikkeling van de booglasmethodes voor staal. Laselektrodes, voorzien van een zg. zure bekleding, worden nog op reusachtige schaal toegepast. Kenmerkend voor de zure bekleding is dat deze bij het lassen veel waterstof produceert. Wetenschappelijk onderzoek heeft echter aangetoond dat men waterstof als een vijand van het lasproces moet beschouwen om redenen die in het artikel worden uiteengezet. De zg. waterstofvrije lasmethodes (lassen onder poederdek, gebruik van elektrodes met basische bekleding, lassen met onbeklede elektrodes in een beschermende atmosfeer van argon of CO_2) winnen daardoor steeds meer veld. Waterstof in staal is ook een van de oorzaken van het afspringen van email.

2966: J. Hornstra: The role of grain boundary motion in the last stage of sintering (Physica **27**, 342-350, 1961, no. 3).

In het laatste stadium van het sinterproces, waarin de poriën niet meer met elkaar in verbinding staan, wordt dit proces beheerst door de diffusie van vacatures van de poriën naar kristalgrenzen. Ook plastische deformatie is wel geopperd als mogelijk fundamenteel mechanisme. In dit artikel wordt aangetoond dat plastische deformatie inderdaad een rol kan spelen, aangezien deze deformatie en de diffusie van vacatures elkaar beïnvloeden. De genoemde diffusie blijft echter het primaire mechanisme.

2967: E. E. Havinga: The temperature dependence of dielectric constants (Phys. Chem. Solids **18**, 253-255, 1961, no. 2/3).

Er wordt aangetoond dat bij isotrope en kubische materialen de verandering van de diëlektrische constante bij temperatuurverhoging kan worden gesplitst in drie bijdragen: 1) een afneming doordat, als gevolg van de thermische uitzetting, het aantal polariseerbare deeltjes per eenheid van volume afneemt; 2) een toeneming doordat een deeltje gemakkelijker gepolariseerd kan worden naarmate er meer ruimte per deeltje beschikbaar komt; 3) een verandering doordat de polariseerbaarheid bij constant volume zelf afhangt van de temperatuur. Er wordt een eenvoudige manier besproken om de drie bijdragen af te leiden uit experimentele gegevens. Voor enkele van de stoffen waarvan deze gegevens beschikbaar zijn (LiF, KCl, NaCl en $BaTiO_3$), zijn de drie bijdragen berekend.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2968: J. Jacobs en J. N. Walop: Determination of the concentration of myxoviruses and of some specific antisera, based on neuraminidase activity (Nature **189**, 334-336, 1961, no. 4761).

Beschrijving van een methode voor de bepaling van de concentratie van virussen van de myxo-groep, die is gebaseerd op het meten van de enzym-(neuraminidase-)activiteit van het virus. De bepaling is toegepast op een aantal stammen van influenzavirus A, A_1, A_2 en B en op pseudovogelpestvirus. De antilichamen tegen o.a. Aziatische influenzavirusstammen bleken te kunnen worden bepaald door vast te stellen in welke mate neuraminidase wordt geremd. Voor de genoemde chemische bepalingsmethodes is geen virologische ervaring meer vereist.

2969: H. W. van den Meerendonk en G. G. J. Bos: Assortimentsbepaling van seizoenprodukten (Statistica neerl. **15**, 177-187, 1961, no. 2).

Behandeling van het probleem hoeveel een handelaar moet inkopen van seizoenprodukten (b.v. chocoladeletters voor de St.-Nicolaastijd, zomer- en winterkleding, enz.). Er worden twee gevallen besproken, nl. met een discrete en met een continue verdeling van de vraag.

2970: U. Enz: Magnetization process of a helical spin configuration (J. appl. Phys. **32**, suppl. op no. 3, 22S-26S, 1961).

Van verschillende stoffen, zoals $MnAu_2$, $(Ba,Sr)_2Zn_2Fe_{12}O_{22}$ en Dy, kunnen de magnetische eigenschappen worden verklaard aan de hand van een model waarin de magnetisatierichtingen van opeenvolgende weissgebieden een constante hoek verschillen, zodat een schroefvormige spinverdeling ontstaat. Het gedrag van zo'n spinverdeling in een magneetveld is berekend, en de resultaten vergeleken met die van metingen.

2971: H. Zijlstra: Magnetic annealing of "Ticonal" G magnet steel (J. appl. Phys. **32**, suppl. op no. 3, 194S-196S, 1961).

Korte beschrijving van een onderzoek dat uitvoerig is behandeld in het proefschrift van de schrijver (deze publikaties no. **2853**).

2972: P. Massini: Translocation of 3-amino-1,2,4-triazole in plants, II. Inhibition study (Acta bot. neerl. **10**, 99-104, 1961, no. 1).

Vervolg van een onderzoek waaraan ook de publikaties **2644** en **2853f** gewijd zijn. Gebleken is dat de wijze waarop 3-amino-1,2,4-triazol (AT) zich vanuit de bladeren van tomaat- en boneplanten door de plant verspreidt, afhangt van de belichting en dat de verspreiding wordt geremd door HCN. Het transport van AT dat aangebracht is op de stengel, en dat met de verdampingsstroom door de stengel wordt meegevoerd, wordt echter niet door HCN geremd. De HCN-concentratie waarbij de verspreiding vanuit de bladeren geremd werd, was voldoende om de ademhaling door de stengel stil te leggen.

2973: H. Koopman: U.V. spectra of derivatives of 1,3,5-triazine (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 158-172, 1961, no. 2).

Het is bekend dat derivaten van 1,3,5-triazine een herbicide werking hebben. Deze publikatie beschrijft de synthese van vier nieuwe 2,4-dichloor-6-(p-gesubstitueerd fenyl)-1,3,5-triazines. De ultraviolette absorptiespectra van deze en ook van eerder beschreven analoge verbindingen (zie deze publikaties nos. **2586**, **2815** en **2834**) worden besproken.

2974: L. A. Æ. Sluyterman: A simple method of establishing disulphide interchange in protein constituents (Biochim. biophys. Acta **48**, 429-436, 1961, no. 3).

Bij twee stoffen, beide bestaande uit atoomgroepen die via twee zwavelatomen (disulfidebruggen) verbonden zijn, kan het voorkomen dat zich een verwisseling van atoomgroepen voordoet, waardoor nieuwe stoffen ontstaan; b.v. kan uit een mengsel van twee symmetrische disulfiden A-SS-A en B-SS-B het asymmetrische disulfide ontstaan: A-SS-A + B-SS-B $\rightleftarrows$ 2A-SS-B. Bij het onderzoek van eiwitten is het soms van nut te weten of bepaalde omstandigheden een dergelijke verwisseling beïnvloeden. Dit is met behulp van papierelektroforese onderzocht bij geoxydeerd glutathion en zijn mono- en diacetylderivaten. Gevonden is dat verbindingen die een SH-groep bevatten, bij de verwisseling als katalysator werken. Ook Na_2SO_3 en KCN, die de eigenschap hebben SH-groepen uit disulfiden vrij te maken, hebben een katalytische werking; KCN minder dan Na_2SO_3. Met behulp van amperometrische titratie is geconstateerd dat sporen SH in geoxydeerd glutathion een langzame spontane verwisseling veroorzaken; verbindingen die SH-groepen binden, gaan deze spontane verwisseling tegen.

2975: A. C. van Dorsten: Statistical effects in electron microscope image recording in relation to optimal electron optical magnification and picture quality (Proc. Eur. reg. Conf. on electron microscopy, Delft 1960, deel 1, blz. 64-68, uitg. Ned. Ver. voor Electronenmicroscopie, Delft).

Een onderzoek naar de invloed van de elektronendichtheid op de beeldkwaliteit bij elektronenmicroscopie. De auteur gaat ervan uit dat de kwaliteit van een met een elektronenmicroscoop verkregen foto, dus de informatie die men zonder overmatige inspanning uit de foto kan verkrijgen, in hoofdzaak afhangt van het contrast. Uit proeven met reeksen foto's met een geleidelijk toenemend aantal contraststappen is gebleken dat vrijwel alle proefpersonen een foto de kwalificatie „goed" toekennen als de foto 4 tot 6 contraststappen vertoont. Uit een eenvoudige berekening volgt hoeveel elektronen het beeldelement dat de meeste elektronen ontvangt, nodig heeft opdat in het beeld een bepaald aantal contraststappen kan ontstaan. Deze resultaten gelden voor alle manieren van beeldwaarneming: fotografische, xerografische, enz. De auteur berekent vervolgens welke elektronenoptische vergroting nodig is voor verschillende fotografische emulsies in verband met de aan de elektronendichtheid gestelde eis. In werkelijkheid is altijd een sterkere vergroting nodig doordat ook met het haloeffect rekening moet worden gehouden. Daardoor is bij fotografische methodes van elektronenmicroscopie de elektronendichtheid niet bepalend. De berekeningen kunnen echter van waarde zijn bij het onderzoek van andere methodes van beeldwaarneming. De auteur komt b.v. tot de gevolgtrekking dat het gebruik van een beeldversterker — hoewel dit soms nuttig kan zijn — de waarneembaarheid van structuurdetails in een elektronenmicroscopisch beeld nooit aanzienlijk kan verbeteren, maar soms wel enigszins kan verslechteren.

2976: A. C. van Dorsten en H. F. Premsela: Low-voltage electron microscopy (als **2975**, blz. 101-104).

Men mag op theoretische gronden verwachten dat bij elektronenmicroscopie van zeer dunne preparaten, die bovendien weinig contrast vertonen, de kwaliteit van het beeld aanzienlijk kan worden opgevoerd door met een lage versnellingsspanning (13 tot 5 kV) te werken. Het contrast wordt dan namelijk zeer versterkt. Een experimenteel onderzoek, uitgevoerd met een gewone elektronenmicroscoop voor 50 kV die bij 13 kV werd gebruikt, heeft aangetoond dat de verwachte verbetering inderdaad verkregen wordt. De keuze van de film is hierbij van veel belang. Er moesten enige speciale voorzieningen worden getroffen. In de anode was een ingeschoven hulpstuk nodig om de sterkte van het elektrische veld bij de punt van de katode op peil te houden. Tevens moesten speciale maatregelen worden getroffen om het ontstaan van oppervlakladingen te voorkomen, daar de invloed hiervan op de banen der elektronen toeneemt als de spanning daalt.

RECTIFICATIE

In het artikel „Een sneeuwafscheider voor vloeibareluchtinstallaties", Philips techn. T. **23**, 1961 (no. 2), moet in fig. 8 (blz. 65) de eenheid bij de abscis *milligram* per seconde en per cm^2 zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!